

现代工程磁学

〔日〕工学博士 櫻井良文 編

机械工业出版社

本书采用少而精的手法阐述了磁性新的应用及其必要的基本理论。以较大篇幅详细地论述了磁在各种科学技术领域的新应用。其中包括现代工程磁学概论、现代工程磁学基础、磁性材料、功率磁性器件、磁存储、磁记录、磁泡及其他磁性应用。各章之后附一定量的练习题和参考文献。书末列有各章练习题略解。

全书内容分别是由各有关方面的权威学者亲自撰写的。在书中读者将不难发现，深入浅出的精辟论述随处可见。这对于开始步入磁学领域的读者来说，可以说是一本必读的精著。

本书可作为应用磁学、磁性材料与器件、功能材料及电工电子技术专业的教科书使用，也可供与上述专业有关的工程技术人员参考。

现代磁氮工学

桜井良文 1981

* * *

现代工程磁学

〔日〕工学博士 桜井良文 编

*

机械工业出版社出版 (北京阜成门外百万庄南里一号)

(北京市书刊出版业营业登记证出字第 117 号)

河北省永清县印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

*

开本 $850 \times 1168^{1/32}$ ·印张 $8^{1/8}$ ·字数 209 千字

1987 年 2 月北京第一版·1987 年 2 月北京第一次印刷

印数 0,001—2,213·定价 2.65 元

*

统一书号: 15033·6703

译 者 的 话

《现代工程磁学》一书是由日本当代著名的六位应用磁学专家撰写，樱井良文教授主编的。近年来，在国外先后出版同磁性有关的教科书和专著比较多。国内也出版了一些与之有关的著作。但多数都是侧重磁性基本理论和磁性材料性质方面。关于磁性在广泛的科技领域里的实际应用很少涉及。因此，在我国与磁性有的专业教学内容上，比较多的偏重于磁性基本理论和材料性质的陈述。对于磁性的应用，特别是如何引导和培养学生在掌握好基本理论的同时，了解或开拓磁性在更广阔的领域里的新应用有所忽视。这样不仅有碍于对学生创造能力、开拓型人才的培养，而且使磁学如何更好地为我国现代科学技术振兴服务受到了限制。具体表现在我国的研究部门、生产部门对磁性应用未能给以足够的重视。通常较多地注重追求磁性材料的性能，不够重视它的新应用；比较重视在电子技术方面的应用，不注意在其他更宽阔的技术领域里的应用。《现代工程磁学》正好可以弥补这方面的不足。

该书篇幅不大，但由于作者们都是各自学校研究部门的首脑，长期主持领导磁性方面的研究工作，并在日本乃至世界取得了有影响的成就。另外，他们一直在教学第一线从事教学任务，有极丰富的教学和编写教材的经验。因此，本书在内容上少而精、理论同实际结合密切、取材较新。在文字叙述上严谨而精辟，通俗易懂。各章后面附有一定量的练习题，并有略解。它可以作为高等学校中应用磁学、磁性材料与器件、电工电子技术及功能材料等专业的教科书使用，也可供同上述有关专业的工程技术人员参考。

由于译者水平所限，错误之处在所难免，敬希读者批评指正。

1985年8月

前 言

磁铁做为指南针来使用，据说是在公元六世纪之前。但根据历史记载，指南针是在十三世纪由帕格尼乌斯 (Peregrinus) 发明的。1600 年吉尔伯特 (Gilbert) 以专门著作的形式论述了磁性的本质，其中谈到了地球本身就是个大磁石。法拉第 (Faraday) 在 1831 年指出了电和磁具有不可分割的关系 (电磁感应)。其后，磁性在发电机 (1932 年)、电动机、变压器和电工学的发展过程中起了极为重要的作用。人们于是经常使用电磁学这个基本术语。然而，一直过了很长时间还没有一个与电工学相对应的所谓磁工学的专门术语，磁性的应用也仅局限在铁芯材料和永久磁铁方面。其原因是由于当时还没有把磁性的本质完全搞清楚。到了二十世纪中叶，随着通信工程、电子学的发展，在磁学领域又出现了新的分支。出现了像铁氧体、磁带等用于高频段的磁性材料，同时以磁放大器为代表的非线性的磁性应用也相继问世。在磁性薄膜的研究中，人们广泛地研究了磁性物质内在的微观结构，并观察到了磁性薄膜中的磁畴和畴壁。同时它也在许多方面开始应用。这样就又极大地激发和促进了对于物质磁性的研究工作。就是在这个时候，提出了自旋的新概念，使磁性的应用同基本理论之间形成了密不可分的关系，于是工程磁学这个崭新的概念就应运而生。

然而，目前还不能说工程磁学这个术语已经相当普及了。自旋运动这样的概念，用来描写电子行为，人们也并不容易理解。对于电工、电子技术专业的学生或者是工程技术人员来说，在初学的时候也还会感到困难。本书就是以这些读者为对象，内容力求通俗易懂，使他们读了本书之后，对工程磁学有个全面的了解。

如上所述，要想真正理解新兴的工程磁学，必须从微观磁性

的立场出发，把物质的磁性与应用器件相互结合起来进行考虑。依据这种微观性质，创造和开发出新型的功能器件。基于这样的认识，就需要深入地搞清楚工程磁学里的基本内容。特别是近年来，人们普遍注意到像稀土族一类的元素，要想弄清楚其磁性本质，必须考虑到电子的轨道磁矩。因此，和以前的同类书籍相比较，本书第二章的内容是花费了较多的精力加以组织和叙述的。此外，对于以前书籍当中已经有的功率磁性器件和问世不久的新型计算机用的磁性器件等方面，无论在内容、篇幅安排上都做了细致地考虑和平衡。力求使不同学科领域的读者，对于涉及其它领域的有关的内容，都能容易理解。

编写本书的主要目的是为大学本科生提供教科书。此外，如前所述对于电工、电子技术人员来讲，手头备有此书，当需要的时候进行阅读，也不会感到有什么困难。

第一章总论，第二章工程磁学基础，第三章磁性材料讲述了在目前的工程磁学中最基本的内容。第一章在说明所谓工程磁学这个基本概念的同时，特别详细地叙述了当前发展的动向。第二章详细地记述了最重要的物质磁学性质与器件之间的有机联系。目的在于能够使工程技术人员比较好地掌握这方面的知识。但由于篇幅所限，有的在内容上稍微简单了些，有些内容在理解时可能会遇到一定的困难。因此，在书中明确地划分出必读和通读的内容，后者是为希望更加深入学习的读者安排的。第三章对本书中涉及到的各种磁性材料进行了系统地归纳总结。特别是对于使用上的问题及性能的测试方法等，从实用的观点出发进行了详细的叙述。

在第四章和第七章中，讲述了目前已被广泛应用的功率磁性器件及与之有关的最近才发表的各种磁性应用方面的内容。第四章重点讲解了变压器、电感这一类线性磁路和磁放大器这一类非线性磁路。这方面的内容在别的书籍中也有反映。因此，本书采用通俗易懂的手法，仅限于对一些具有代表性的重要问题进行了说明。第七章讲到的是当前受到人们普遍关注的一些内容。即磁

性在测量、控制上的应用。最近，在各种工业量的计测中，广泛地采用了磁性传感器。这里主要讲到的是有关温度、力学量和环境保护等测量方面的应用。此外，第七章还介绍了在控制用执行机构方面的应用，如电磁泵、直线电机等新型执行机构。

在第五章和第六章中讲述了当前举世瞩目的用于计算机上的磁性材料和器件。第六章主要讲解了关于磁泡的基本问题。第五章从磁存储和磁记录的发展历史开始讲起，然后对铁氧体磁芯矩阵、磁带、磁盘以及被称之为未来存储器的磁光存储器等对其重要性进行了介绍。关于磁泡方面的内容，为了明确起见，特意从第三章中分立出来，放到第六章中进行专题讲解。并且和第二章内容有关的磁泡的动态特性及磁泡存储器回路等基本知识也在本章中做了介绍。

全书内容分别是由各有关方面的权威学者亲笔撰写的。在书中读者将不难发现，深入浅出的精辟论述随处可见。这对于开始步入磁学领域的读者来说，可以说是一本必读的精著。

最后，对于在本书出版过程中，给予协助的各大学和出版社的诸位致以崇高谢意。

桜井良文

1980年腊月

执笔分工

章 节	执 笔 者
第 1 章 总 论	桜井良文
第 2 章 工程磁学基础	内山 晋
第 3 章 磁 性 材 料	成田賢仁
第 4 章 功率磁性器件	小林 寛
第 5 章 磁性记忆・记录	桜井良文
第 6 章 磁 泡	川西健次
第 7 章 各种磁性应用	村上孝一

目 录

第一章 总论	1
§ 1-1 工程磁学	1
§ 1-2 功率磁性器件	3
§ 1-3 从计算机磁性器件向微型磁性器件发展	4
§ 1-4 磁性与测量	6
§ 1-5 磁分离, 生物磁学	9
第二章 工程磁学基础	11
§ 2-1 物质与磁性	11
§ 2-2 铁磁性的基本理论	17
§ 2-3 磁畴结构	24
§ 2-4 静态磁化过程	33
§ 2-5 动态磁化过程	42
§ 2-6 与铁磁性有关的各种物理性质	52
练习题	60
参考文献	61
第三章 磁性材料	62
§ 3-1 高磁导率材料	62
§ 3-2 高矫顽力材料	79
§ 3-3 记录·存储材料	90
§ 3-4 特殊材料	94
练习题	98
参考文献	99
第四章 功率磁性器件	100
§ 4-1 磁路	100
§ 4-2 含有磁铁的磁路	106
§ 4-3 变压器和电感	112
§ 4-4 磁放大器	122
§ 4-5 磁倍频器	135

§ 4-6 其他功率磁性器件·····	141
练习题·····	143
参考文献·····	144
第五章 磁存储和磁记录·····	145
§ 5-1 存储和记录·····	145
§ 5-2 铁氧体磁心存储器·····	147
§ 5-3 磁带·····	152
§ 5-4 磁鼓和磁盘·····	157
§ 5-5 磁光存储器·····	159
§ 5-6 其他存储器·····	166
练习题·····	173
参考文献·····	173
第六章 磁泡·····	175
§ 6-1 何谓磁泡·····	175
§ 6-2 磁泡的稳定性·····	176
§ 6-3 磁泡材料及其制备·····	186
§ 6-4 磁泡的动态特性·····	197
§ 6-5 磁泡回路·····	203
练习题·····	209
参考文献·····	210
第七章 磁的各种应用·····	211
§ 7-1 磁性传感器·····	211
§ 7-2 磁性执行机构·····	230
练习题·····	238
参考文献·····	239
练习题略解·····	240

第一章 总 论

§ 1-1 工 程 磁 学

所谓工程磁学是一个新的术语，是与英文的“magnetics”相对应。从历史上看铁磁性材料一开始就是电工学中不可缺少的组成部分，但是它仅仅是用来传导磁通和产生磁通。在二十世纪五十年代，出现了磁放大器，这种磁性材料的非线性特征引起了人们的关注。它说明了具有矩形磁滞回线的磁芯，可用以制做各种各样的电源和存储器件。从学会的发展也说明了这一趋向。例如，1956年由美国电气工程师协会、无线电工程师协会、ISA协会共同发起，在美国召开了“磁放大器讨论会”，1958年改名为“非线性磁学讨论会”。到了1963年发展成为国际会议，定名为INTERMAG (International Conference on Magnetism 即国际磁学会议)。该会议是一个关于磁性应用的世界规模的大会，在每年春季召开，今年*将召开的是第十八届会议。

从会议的召开及会议名称的急剧变更情况来看，由二十世纪五十年代开始，磁性的应用技术得到了迅猛的发展和变化。与此同时，做为电子计算机存储器使用的铁氧体磁芯和磁记录材料（磁带）等的需求量也增加起来，从而出现了工程磁学这个新概念（magnetics）。该术语是同电子技术（electronics）一词相对应的。在表 1.1 中列举了历届国际磁学会议上，所发表的论文内容的变化情况，从中可以看出工程磁学近期的发展和动向是：

（1）磁性应用的总趋势是从与电力有关的应用转向和电子计算机与信息有关的应用。近年来，和能源有关的功率磁性器件再度引起了人们的重视。

（2）关于磁泡、磁记录等磁性存储方面的论文数量在增加。

* 指1980年——译注。

表 1.1

举办时间	1963	1964	1965	1966	1967	1968	1969	1970	1971	1972	1973	1974	1975	1976	1977	1978	1979	1980
开会地点	华盛顿	华盛顿	华盛顿	休斯敦	华盛顿	华盛顿	阿姆斯特丹	华盛顿	坦达	京都	华盛顿	多伦多	伦敦	匹茨堡	洛杉矶	佛罗伦萨	纽约	波士顿
1 一般			4	4	2	4	1	2	1	2	2	3		4		4	4	
2 材料(金属物理)	5	19		33	13	19	28	27	38	64	20	23	43	111	35	55	125	29
3 功率磁性器件 (包括磁放大器理论)	48	31	41	26	30	20	16	5	15	22	16	50	56	35	30	38	55	49
4 存储器 (薄膜、铁氧体等) (磁畴、磁泡)	30	25 (25)	37 (37)	39 (39)	30 (30)	58 (58)	75 (75)	65 (50) (15)	87 (52) (35)	82 (45) (37)	69 (37) (32)	86 (29) (57)	61 (19) (42)	62 (1) (61)	66 (6) (60)	54 (20) (34)	82 (23) (51)	57 (12) (45)
5 磁记录	9	7	11		10	11	40	30	36	44	18	39	42	31	34	53	38	41
6 磁光				9	6	10	8	10	12	13	15	7	10		7	10	12	10
7 超导		9	7	21	8	12	9			10	6	18	10	12	9	6	3	6
8 微波			5	10	9	11	24	4	12	20	7	6	16	10	12	20	12	20
9 测量							11	8	12	16	6	3	6	10	9	8		10
10 非线性													7	45	21	35	61	30
11 生物磁学													1			7		8
12 磁分离													20	8	9	15	14	12
13 其他							17	11		5	11	11	11	3	8	17	4	5
合计	92	91	105	153	108	145	229	162	213	268	170	246	283	331	242	322	410	277

表中数字为论文篇数——译注。

(3) 在材料、金属物性等领域里,研究磁性与其他物性之间关系的论文逐渐增多。热磁、磁光、磁致伸缩等效应正在不断地获得应用。

(4) 随着磁性研究的发展,从微观上获取磁性物质内部机制的手段增多(微观磁学),磁畴控制、磁光效应的发展,导致了计算机工程磁学这一新领域的形成。

(5) 非晶态磁性材料引起注目,其研究工作开展得很活跃。

(6) 含稀土元素的物质的磁学性质颇使人感兴趣。其中稀土永磁和磁泡材料已得到了实际应用。

(7) 磁分离、生物磁学、磁悬浮等已作为一个新兴领域,引起了人们普遍地注意。

§ 1-2 功率磁性器件

磁学的发展是和电工学的发展密切相关的。由于电工学始于发电、输电和电力工程方面的应用,因此,截止到二十世纪的前期,工程磁学主要是应用于所谓“强电”领域中。就磁性材料而言主要是两类,即用以产生磁通的永磁材料和在电机及变压器中使用的硅钢片一类的铁芯材料。采用这类磁性材料做成的器件称之为功率磁性器件。变压器是利用铁芯中随时间变化的磁通,将电压及电功率从其中一端传送到另一端,即从初级传到次级的一种装置。为了减小变压器的波形畸变和降低能量损耗,要尽量选用磁滞损耗小的材料,并且要用在磁化曲线的线性部分。为此目的,需要努力开发高导磁率、高饱和磁通密度的磁芯材料。对于电机除了上述要求之外,由于电机在工作中要产生机械作用力,因此希望铁芯材料具有一定的强度。硅钢片正是满足上述这些要求的磁芯材料,长期以来它是制作功率磁性器件的主要材料。第二次世界大战的发生,极大地推动了科学技术的发展。其中出现了磁放大器,使工程磁学发生了根本性的变化。当时德军越多佛尔海峡进攻伦敦时,使用了有名的V-2号武器。这种武器就是今天ICBM(地对地制导导弹)的前身。在V-2武器上安装的控

制用静态放大器就是磁放大器。德军使用的这种武器引起了联合国的震惊。这种放大器正如第四章里将要详细讲到的那样，是一种用铁和铜一类材料组成的没有可动部件的放大器，到了第二次大战结束以后，美国和苏联引用了德国的研究成果，使之得以飞速的大发展。在日本，昭和20~30（1945~1955）年代产业复兴时期，把这种放大器用于自动控制方面，也使之获得了发展，组成了各种各样的自动化装置。从原理上讲，这种放大器是利用了磁性材料磁化曲线的非线性特性，使用方法上与以往做为磁芯使用的情况完全不同。所以对于功率磁性器件可以说这是一个重要的转折点。后来由于积极地推广使用了这种非线性特性，相继出现了一些具有新型功能的磁性器件，如磁调谐器、磁振荡器、变频器、变流器以及各种检测仪器等等。通常把这些应用统称为非线性的磁性应用。关于这些内容在第四章中将详细讲解。为了改善这类器件的功能，又研制出了具有矩形磁滞回线的磁性材料，并且以环形磁芯形式得到了实际应用。除此之外，在许多应用领域中，还把这种磁芯同半导体器件（二极管和三极管）组合在一起使用，这方面的研究开展得相当活跃。

做为磁性功率器件使用的另外领域，是以电机为代表的执行机构。长期以来，这方面的情况并没有发生什么变化。随着自动控制的迅速发展，需要使用小型的具有快速响应特性的伺服电机。尽管在这方面进行了某些改进，但基本上没有多大的变化。直到最近，由于高速铁路技术上的需要，又研制成功了一种线性电机，只要将它一接通，就会呈现磁力悬浮状态。这种应用随着超导材料的开发研究，正在成为一个新兴的技术领域。另外，在原子能工业中，要求采用液态金属冷却剂，为驱动液态金属而使用的新型电磁泵，也正被积极地研究开发中。

§ 1-3 从计算机磁性器件向微型磁性器件发展

从本世纪的后半期开始，随着电子计算机和信息处理的发展，使人们认识到了存储器件的重要性。在非挥发性的存储器中，利

用磁滞特性来存储信息最为可靠。因此，出现了各种各样的磁性存储器。在电子计算机中所采用的共有两种存储器，即具有高速性能的内存储器和大容量的外存储器。前者以铁氧体磁芯为主，后者以磁带为主。但是，随着计算机的大型化以及小型计算机、微型计算机的普及，又出现了各种各样的存储器件。其中作为外存储器的有磁盘，在内存储器中有半导体 MOS 存储器、磁膜存储器、超导存储器、磁泡存储器等。这些存储器被相继开发，并且已达到了实用化的程度。

1955年，人们发现坡莫合金蒸镀薄膜的磁化强度，具有良好的翻转特性，在这之后，很多科研工作者相继将磁性薄膜存储器做为数字信息存储元件使用。但是，在达到实用化的过程中，发现了一些不可解释的现象，即蠕变和磁化强度的分散现象等。因此，有必要深入探讨清楚这些物理现象的本质和性质。在具有单轴各向异性的坡莫合金薄膜情况下，磁畴具有简单的结构，所以采用粉纹法或者磁光观测法，可以直接观察到磁畴结构及其畴壁的形状，这样一来就大大有助于研究薄膜的磁化机制。从前，只是用磁场和磁通概念解释磁性物质内部的物理现象，现在可以从微观的角度加以说明了。在这种条件下，可以观察到布洛赫形、涅尔形、十字形等畴壁结构以及由 180° 畴壁、 90° 畴壁所组成的磁畴结构。再进一步，采用电子显微镜（洛伦兹显微镜）来进行观察，这样工程磁学中的“微观磁性”问题就成为研究的主要问题。坡莫合金磁畴的研究，逐步从磁畴的控制发展到磁畴存储器的开发。到了 1967 年又发现了磁泡，用闪光仪拍摄了磁泡畴的动态特性。从解释硬泡问题过程中，引出了布洛赫线和布洛赫点等微观结构概念，发现这种结构与磁泡存储器件有直接的关系。

上面讲到的磁光效应，即利用法拉第效应和克尔效应来观察磁畴。这样，就可利用这一方法来读出在 MnBi 薄膜中的微小柱状畴。另外用激光束可在 $1\mu\text{m}$ 大小的磁畴上进行居里点写入，把这种读写过程组合起来，就形成了磁光存储器的研究方向。最

近以来，最引人注目的是关于稀土类。铁族非晶态薄膜方面的研究。

此外，在磁记录技术领域里，长期以来一直采用 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 的涂敷形磁带。由于计算机的发展，要求提高信息传输速度，因此逐渐向磁盘的方向转移。与此同时，磁头技术的研究工作发生了飞跃，另外为了进一步提高磁记录密度，对磁记录中磁化强度的分布状态进行了探讨，致使磁记录技术的研究工作转移到垂直磁化记录方面上去。

§ 1-4 磁 性 与 测 量

测量技术的发展结果，使所有领域中的测量技术之间的关系变得密切了，特别是由于电子放大器时代的进步，完全可能测量出一些微小物理量的变化。因此，以往有些不能反应出来的物理现象，今天有可能利用这些现象做成传感器了。磁性材料中的磁致伸缩效应、热磁效应、磁光效应、电磁效应、约瑟夫逊效应等等，都可以用来制作传感器。

当提到磁性传感器，就会使人们联想到探测磁场和磁通的器件。从前就有用小磁铁做成的磁强计或是在铂线圈、探测线圈上感应出电压信号等器件。后来就改为采用霍尔器件、磁通门磁强计或约瑟夫逊结器件等，从而大大提高了器件和仪器的灵敏度。表 1.2 中列举了目前采用的磁强计的性能和价格的情况。从中可见，采用具有超导性质的器件，即约瑟夫逊结器件的仪器具有很高的分辨率。于是，以往不能测量的微弱磁场，也可以测量了。这类测量方法可以在环境工程、医学、能源等方面开拓新的应用领域。图 1.1 中，按照磁场的强弱表示出了一些特殊应用。其中特别指出了测量生物体信息方面的情况。

但是，近来的磁性传感器的主要发展趋向，不限于只是检测磁场强度，而是以磁场为中间量测位移和力等工程量值，或者以磁性介质所具有的各种物理现象为中间量，测量温度、位移、电流等物理量，这些就是磁性传感器当前的发展方向。尤其是在一些

表 1.2*

磁强计的种类	有效范围 [A/m]	分辨率 [A/m]	价格[\$]	备 注
调制器形 (磁通门)	$<1\sim2\times10^3$	$10^{-5}\sim10^{-4}$	500~5000	通用形, 特殊形
薄 膜	$<10^3$	10^{-4}		
超 导	$<10^{-3}$	10^{-8}	2000~15000	分辨率好
质子磁强计	$<10^3$	10^{-4}	2000~6000	需要偏场
光 源	$<10^3$	$10^{-7}\sim10^{-5}$	~10000	
霍尔效应	$<5\times10^6$	10^{-1}	300~1500	通用形, 强磁场 用
电磁感应	$10^{-7}\sim10^0$		100~5000	交流磁场用

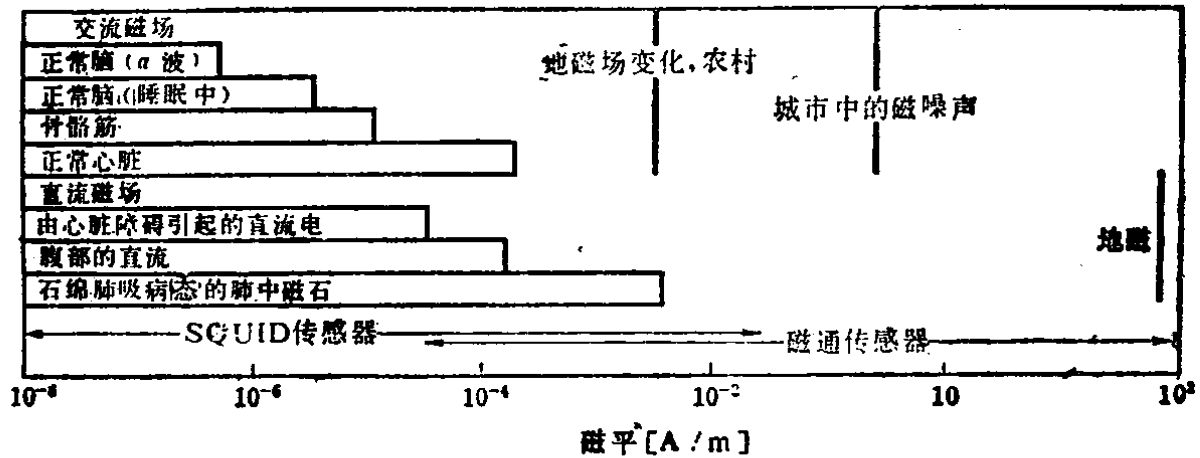


图 1.1**

新型磁性材料（如石榴石、非晶态磁性材料等）中，发现了一些新的物理性质。因此，研究利用这类传感器的工作，当前开展得十分活跃。在图 1. 2中表示了以磁场为中间量所能够检测的各种变量。当这些变量转换成磁场信号以后，可以采用非接触型的磁强计进行测量。

* D. I. Gorden, R. E. Brown and J. F. Haben; Methods for Measuring the Magnetic Field, IEEE Trans. Magn., Vol. MAG-8, 48(1972)

** David Cohen; Magnetic field of the human body, Physics Today, Vol. 28, 34(1975)

依据磁致伸缩现象测量力和扭矩的压力传感器，早就被实际采用了，所用材料主要是镍系合金。最近，人们把注意力倾注在铁氧体和非晶态的磁性材料上。利用铁氧体可以廉价地得到块体结构器件。因此，出现了温度特性较好的数字量输出的传感器。另外还发现了铁硼系非晶态磁性物质具有非常明显的磁致伸缩性质。

在淬火工艺中采用了磁性物质的温度效应。利用铁氧体的

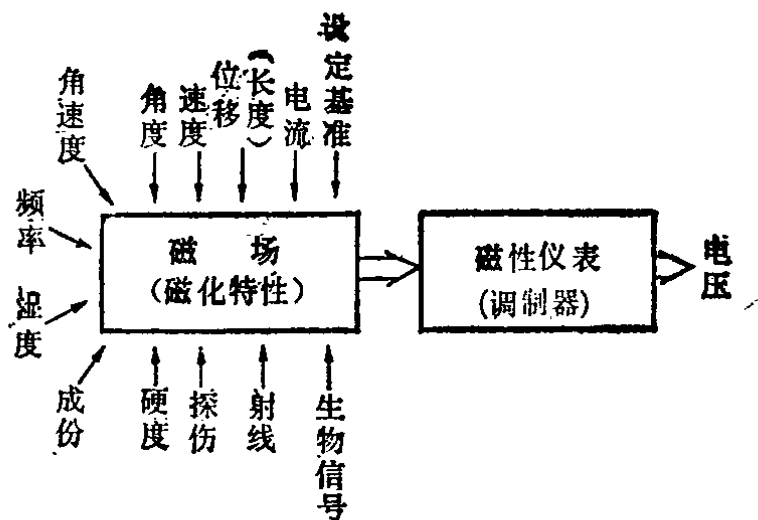


图 1.2

显著温度特性，制成了感温式开关器件，正在进行各种各样的应用试验中。另外，稀土·过渡族金属的非晶态合金膜，在常温下具有补偿点，一旦温度发生变化，薄膜的矫顽力就会发生非常明显的变化。因此，可以在热磁写入存储器和热转写方面得到应用。

最近，光和磁之间的关系也引起人们的注意。由光的作用引起磁性质的变化（光-磁效应），由于这种变化很微弱，还未能得到实际应用。但是，由于磁化强度所引起的光偏振面旋转现象（法拉第，克尔效应），已用在电流的非接触测量和光存储器等方面。

磁性传感器具有下述优点：

（1）在几乎对被测物体不发生影响的情况下，能够进行信号检测（可以进行非接触式测量）。

（2）即使在温度和湿度变化比较大、噪声很严重的环境条件下，也具有很高的可靠性。

（3）坚固耐用。

（4）在进行磁场强度的测量时，可以达到 $10^{-10} \sim 10^{-11} \text{Oe}$ 。

($10^{-8} \sim 10^{-9} \text{ A/m}$) 的灵敏度等。

§ 1-5 磁分离，生物磁学

把磁性微细粉末混合到流体当中，做成磁流体，伴随着磁场的有无，它将发生固相或液相的变化。因此，可以把它用在能够传递力矩的离合器上。随着磁粉颗粒越做越小及控制环境污染方面的需要，使磁流体又获得了新的应用。其用途之一是用来处理污水，即所谓磁分离问题。将废液中的微量重金属（Cr、Mn、Zn 等）以铁氧体或石榴石的形式收集起来。然后把它送入具有强磁场梯度分布的装置中进行分离。图 1.3 是这类应用的原理示意图。在 MIT（麻省理工学院），正在采用超导线圈组成的强磁场

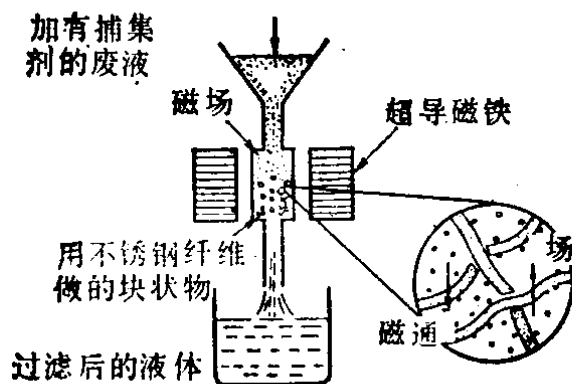


图 1.3

装置，进行上下水道的水的净化处理实验。

当前，生物磁性的研究是非常活跃的，在国际磁学会议上也出现了医学及生物磁学的分组会。将磁学用于生物体的研究还是一个新兴的领域，一般称之为生物磁学。例如，关于磁场对生物体影响问题，目前人们知道的还很少。如果在人头部的太阳穴施加 $10 \sim 100 \text{ Hz}$ 的交流磁场，就会在人的视觉上感觉到有光线出现的现象，从而可以使某些眼病患者感到光明。另外，利用脉冲磁场可使肌肉发生收缩。因此利用该原理可在人体外部起搏心脏，促其跳动。用 SQUID 可以检测出心电流形成的磁场，作为医学诊断方法使用。

作为医疗上的磁性应用有下面几种。用铁氧体测定食物在消

化道中的移动速度，采用 X 光造影术进行判断。除此之外，利用磁力的吸引作用使内脏移动，或者赋予内脏某种机能，借以达到医学上的治疗目的。

还有一种 POD 装置 (power operated device)，它用来把针头送入血管里去。这种装置是在其尾部装有直径 $\phi 1\text{ mm}$ ，长 3 mm 左右的磁铁，在人体外部加上 100 Oe^* 的交流磁场，POD 就会沿着磁力线方向移动，该方法被用于测量血液的流量或者医疗手术上。

* $1\text{ Oe} \triangleq 7.9578 \times 10\text{ A/m}$ ——译注

第二章 工程磁学基础

本章的中心内容是掌握同工程密切相关的铁磁材料的磁化性质所必需的理论。首先 § 2-1, 也可以说是本章的序言, 介绍了物质如何按照磁性进行分类, 其中在工程上使用的一些重要的铁磁性材料, 具有哪些磁化特性等。在 § 2-2 中, 讲述了有关基本问题, 如磁矩是怎样产生的, 如何确定它的大小, 饱和磁化强度怎样随着温度变化等有关理论。这些内容如果读者未能消理解, 就很难进行以下内容的学习。

§ 2-3 里介绍的内容, 有磁化性质的解释, 及当前解释同磁畴有关的各种装置原理时, 所必需的磁畴理论。这部分内容希望读者能够认真阅读以求完全理解。§ 2-4 讲解的内容是, 磁场变化速度非常缓慢的情况下, 磁性材料是怎样被磁化的, 如何解释这种磁化特性等, 其中要对各种各样的例子进行具体的介绍。

§ 2-5 中所涉及的是在磁场高速变化情况下的一些问题, 从工程上人们最关心的铁损问题入手, 然后研究磁化的动态过程, 最后谈到近来得到显著发展的畴壁和磁畴的运动问题。对这些问题本章都作了详细的说明。

同以上内容相比在 § 2-6 中的情况稍有不同, 着重讲解和铁磁性有密切关系的各种物理性质。

§ 2-1 物 质 与 磁 性

一、物质的磁学性质

把物质放到磁场 H 的空间里, 由于静磁感应现象, 物质将被磁化, 形成磁偶极子 (通常简称为磁矩)。单位体积中的磁矩 M 称之为磁极化强度或磁化强度。由于极化作用的存在, 磁感应强度 (磁通密度) B 和真空中的数值不同, 即

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.1)$$

式中 μ_0 是真空磁导率，在 SI 单位制中， $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} [\text{H/m}]$ ，在 cgs 单位制中， $\mu_0 = 1$ 。

在工程实际中，所使用的全部磁性材料，其 M 值远远大于 $\mu_0 H$ 。因此，将这类磁性材料称之为铁磁性材料。铁磁性材料中， M 和 H 之间存在着非常复杂的关系。在图 2.1 中表示出了一个例子。在室温情况下，具有铁磁性质的元素只是 Fe, Co, Ni 三种。此外，所有物质的 M 均与 H 成正比关系，其比例系数 $\chi = M/H$ 称之为磁化率，而把 $\bar{\chi} = \chi/\mu_0$ 称为相对磁化率，通常 $|\bar{\chi}| \ll 1$ 。其中 M 与 H 成平行关系的物质 ($\chi > 0$) 称为顺磁性物质； M 与 H 成反平行关系的物质 ($\chi < 0$) 称为抗磁性物质（参考图 2.1）。

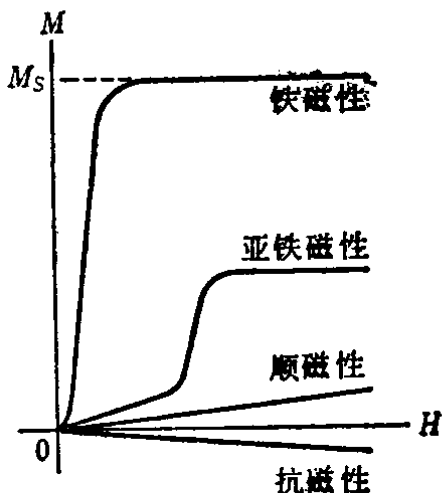


图2.1 各种磁性物质的磁化曲线

如前所述，从 M 和 H 之间的宏观关系出发，物质按照磁性大致可分为三类。然而这种分类法是属于传统的分类方法，近来又有从微观角度出发，按照物质的磁性结构进行分类的方法，其详细内容请参看物理方面的书籍，在此只打算将分类的情况稍做粗略地介绍。

通常，抗磁性物质的相对磁化率是很小的，大约为 $-10^{-4} \sim -10^{-5}$ ，它同温度无关，是个常数。但是，对于导体来说，一旦使它达到超导状态，磁通密度 B 就会变为零（麦斯南效应）。按照 (2.1) 式可知， $\bar{\chi} = -1$ 。通常，又将这种物质称之为完全抗磁性物质，该性质可以用于磁力悬浮等方面。

顺磁性物质的相对磁化率，在室温条件下，最高不过是 10^{-3} 量级。因此，在工程上几乎没有实用的价值。按照磁化率同温度之间的关系，又可把这类物质分成若干类。最通常情况，磁化率和绝对温度 T 成反比关系，即

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (2.2)$$

具有此种性质的物质是比较多的，在必要时，又把这种物质分为顺磁性物质和郎之万顺磁性物质。(2.2) 式称为居里定律，它是以发现者命名的，式中的常数 C 称为居里常数，该值是很小的。但是，有的顺磁性物质，如图 2.2 所示，在 θ_N 温度以上，磁化率同温度之间的关系为，

$$\chi = \frac{C}{T - \theta_N} \quad (2.3)$$

式中的 θ_N 称为涅尔点。式中的 C 、 θ_N 为常数。而 θ_N 称之为渐近居里点。具有该性质的物质叫做反铁磁性物质。除此之外，还有一种物质，其磁化率和温度之间没有依赖关系，这种磁性称做泡利 (Pauli) 顺磁性、范弗莱 (Van Vleck) 顺磁性，另外还有特殊磁性结构叫做螺旋磁性等等。由于这些种类的磁性与工程技术关系不大，在此不做详细介绍了。

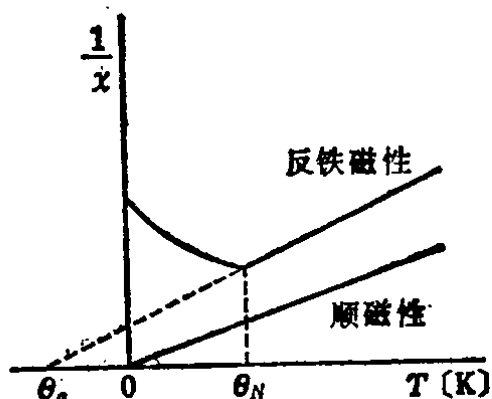


图2.2 顺磁性物质磁化率同温度的关系

下面详细介绍铁磁性物质 M 与 H 之间的关系 (如 2.1 图中所示的曲线，称为 $M-H$ 曲线或磁化曲线)。其特征之一是在磁场比较弱的条件下，就能使磁化强度达到饱和 (参考图 2.1)，饱和时的磁化强度称之为饱和磁化强度，用 M_s 表示。 M_s 的大小随着温度的升高而减小，可以变化到零。 $M_s = 0$ 时的温度称为居里点或者居里温度，用 θ_f 来表示。当 $T > \theta_f$ ，在室温条件下，铁磁性物质的磁化特性，和室温条件下的顺磁性物质并没有区别，于是可在这种情况下定义磁化率。如图 2.3 所示，通过研究磁化率与温度的关系，得到下列表达式

$$\chi = \frac{C}{T - \theta_f}, \quad T > \theta_f \quad (2.4)$$

(此关系称为居里—外斯定律)。不难看出，还可以把它详细地分成两种，即铁磁性物质和 $1/\chi$ 与 T 呈非线性关系的铁氧体磁性物

质。另外，还有一种铁磁性物质，它的 M_s 非常小，将这类物质称之为寄生铁磁性或弱铁磁性。铁磁性物质主要是做为电工设备材料，用在低频段。铁氧体磁性物质用于高频段，用在电子仪器上。这是两种非常重要的磁性材料。

除了上面讲到的以外，还有一种叫做亚铁磁性物质，如图2.1中所示。该物质在弱磁场情况下，显示顺磁性；在强磁场条件下，显示铁磁性。

把上面所讲到的内容进行归纳整理，表示在图2.4中。从图中可以了解到各种各样的磁性。

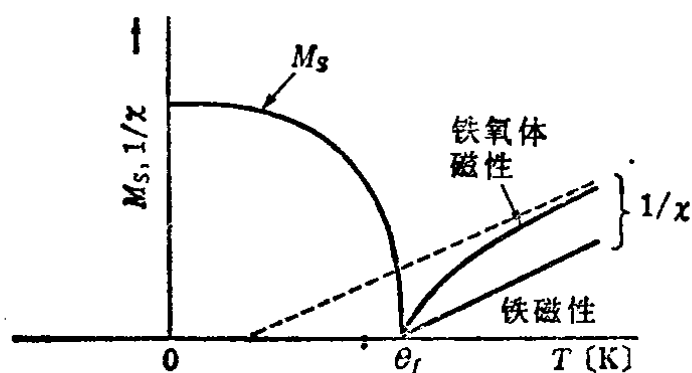


图2.3 强磁性材料的饱和磁化强度 M_s 及高温磁化率同温度的关系

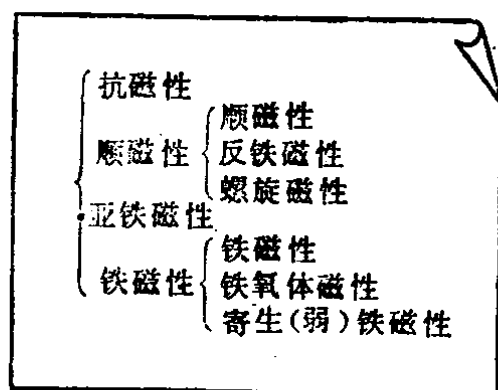


图2.4 各种磁性的分类

二、铁磁性物质的磁化性质

在铁磁性物质中， M 和 H 不一定呈平行状态。因此，用磁化曲线表示 M 时，只要不预先说明，所指的 M 都是在 H 方向上的分量。另外，在铁磁性物质的场合，即使 H 等于零时，多数情况下 M 并不为零。因此，如果要使铁磁性物质达到 $M = 0$ 的退磁状态有两种方法，一种是将该物质加热到居里温度以上，然后在没有磁场的条件下进行冷却，即热退磁法；或者把材料放置在交变磁场中，逐渐地减小磁场振幅，直到零为止，即交流退磁法均可实现。需要注意的一个问题，即把有限大小的铁磁性样品进行磁化，将在样品表面或内部产生磁荷，于是在样品内形成磁场，如图2.5所示。由于磁场 H_d 与外加磁场 H_{ex} 的方向相反，其存在使物质内部的有效场的强度小于外磁场 H_{ex} 。因此，

将 H_d 叫做退磁场或去磁场。于是在磁化曲线上所表示的 H 值，任何情况下指的都是有效磁场 H_{eff} ，而不是外加磁场 H_{ex} 。

从退磁状态开始，边增加磁化场，边测量磁化曲线，由此测得的磁化曲线称做处女磁化曲线或初始磁化曲线。具体例子示于图 2.6 中（边改变正、负磁场方向，边增加磁场的振幅，边测量磁化曲线，这样得到的磁化曲线叫做标准磁化曲线）。磁场 H 比较小的时候， M 同 H 几乎成正比关系变化，并且近似呈可逆关系，其磁化曲线的斜率 χ_i 称之为初始磁化率。把这种成正比关系的部分，叫做初始导磁率区域（ $\mu_0 + \chi = \mu$ 称为导磁率，和 χ_i 相对应的导磁率 μ_i 称之为初始导磁率）。超过这个区域，随着磁场的增加， M 表现出不连续的急剧变化（叫做巴克豪森跳跃）。这时即便减小磁场强度， M 将不再沿着可逆的途径减小，如图 2.6 中的 $B \rightarrow B'$ 小回线。这个小回线的梯度 $\Delta M / \Delta H$ 叫做增量磁化率。当 $\Delta H \rightarrow 0$ 的极限状态时，又叫做可逆磁化率。另外，处女磁化曲线的斜率叫做微分磁化率，而 M / H 称为总磁化率。如果继续增加磁场， M 的变化逐渐趋向平缓，直至达到饱和状态。

从饱和状态开始减小磁场，磁化强度的变化并不沿着初始磁化曲线进行。即便 $H = 0$ 的时候， M 也不下降为 0，出现剩余磁化强度。从这个状态开始，在相反的方向上增加磁场，就会伴随着巴克豪森效应的发生，磁化强度急速地下降。当磁场强度等于

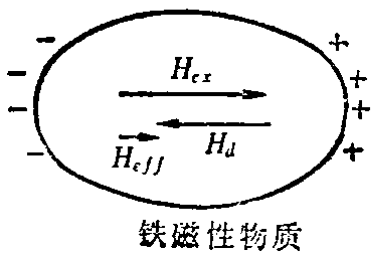


图2.5 外加磁场 H_{ex} 、退磁场 H_d 和有效场 H_{eff} 的关系

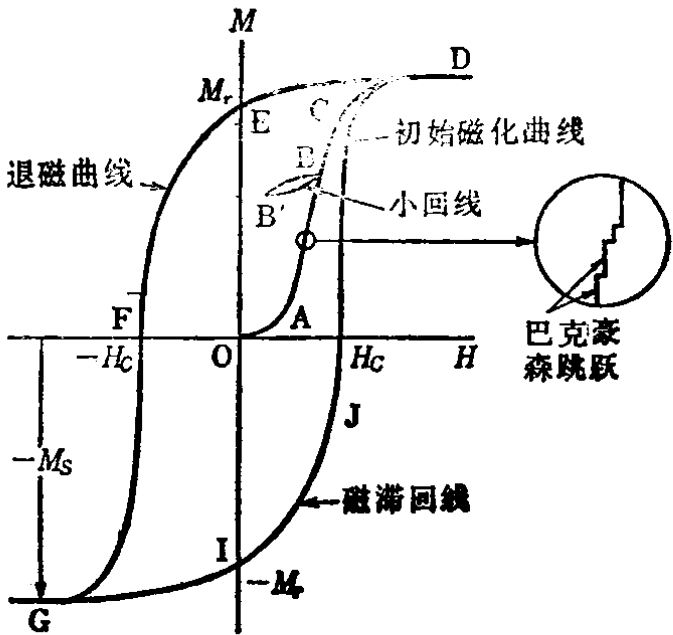


图2.6 铁磁性物质的磁化曲线

随着巴克豪森效应的发生，磁化强度急速地下降。当磁场强度等于

$-H_c$ 时, $M = 0$, 其中 H_c 称之为矫顽力。通常, 把第二象限中的磁化曲线部分, 特称之为退磁曲线。对于永磁材料, 这种退磁曲线的特性是非常重要的。出现在永磁材料退磁曲线上的小回线, 其斜率不叫增量磁导率, 而特别称它为恢复系数。越过矫顽力值, 继续在这相反方向上增加磁场, 该 M 的大小将在负的方向上急剧增大, 然后再次达到饱和状态。从这种负的饱和状态开始, 沿着正的方向增加磁场, 这时磁化曲线将沿着新路径变化, 如图 2.6 中的 $G I J D$ 曲线所示, 该 $G I J D$ 曲线部分以原点 O 为对称点同 $D E F G$ 曲线呈现对称的形式。这种当独立变量增加或减小时, 函数值沿着不同路径变化所形成的曲线称之为磁滞曲线。当这种曲线闭合时, 叫做磁滞回线。磁滞回线的面积 $\oint H dM$, 称做磁滞损耗, 该损耗最终以热能的形式损失掉。

采用交流磁场对磁性材料进行磁化, 即在交流磁场情况下使

表2.1 各种铁磁性材料的性质 (室温)

材料名称	饱和磁化 M_s , 剩余磁化 M_r , [T]	矫顽力 H_c , [A / m]	相对初始磁导 率 μ_i ; 相对最大 磁导率 μ_m	磁能积 ($B \cdot H$) _{max} [J / m ³]
超坡莫合金	$M_s = 0.79$	0.2	$\mu_i = 100000$	
78坡莫合金	$M_s = 1.08$	4	$\mu_i = 8000$	
FiNiCo 非晶态合金	$M_s = 0.60$	0.1	$\mu_i = 100000$	
Mn-Zn 铁氧体	$M_s = 0.30$	2.8	$\mu_i = 14000$	
Ni-Zn 铁氧体	$M_s = 0.40$	140	$\mu_i = 270$	
纯 铁	$M_s = 2.15$	4	$\mu_m = 200000$	
趋向矽钢片	$M_s = 2.00$	8	$\mu_m = 40000$	
镍	$M_s = 0.61$	60	$\mu_a = 110$	
钴	$M_s = 1.79$	800	$\mu_a = 70$	
钨 钢	$M_r = 1.02$	10400		2800
铝镍钴磁钢 V	$M_r = 1.31$	51000		40000
钕铁氧体	$M_r = 0.40$	143000		24000
钐钴永磁	$M_r = 0.93$	620000		161000

用磁性材料时, 希望磁滞损耗越小越好。具有这种性质的材料总称之为软磁性材料。相反, 在永磁材料的情况下, 希望磁滞现象越

大越好，于是将这类材料总称之为硬磁材料。

在表 2.1 中归纳整理了各种具有代表性的磁性材料的磁学性质。

§ 2-2 铁磁性的基本理论

在郎之万顺磁性理论的基础上，引入外斯的分子场理论，可以完满地解释铁磁性物质的饱和磁化强度、高温磁化率同温度之间关系。下面，先从郎之万理论开始进行讲述。

一、郎之万顺磁性理论

首先考虑组成物质的分子或原子自身固有原始磁矩的情况（假设原子或分子本身不具有原始固有磁矩，一般把这类物质叫做抗磁性物质）。设单个原子的磁矩为 m ，当不存在外部磁场时，由于热运动的影响，一般磁矩处于完全无序的排列状态，即 $M =$

$$\sum_{i=1}^N m_i = 0。其中，N 为 单位体积中的原子数。如果有外界磁$$

场 H 存在时，就会形成一种阻止热运动的作用，它使 m_i 的方向转向同 H 呈现平行排列的状态，于是 $M \neq 0$ 。但是，由于存在着量子效应，使得 m_i 在 H 方向上的分量 m_H ，只能取下列一些数值：

$$m_H = -g_J m_B M_J \quad M_J = -J, -J+1, \dots, J-1, J \quad (2.5)$$

其中， g_J 是兰得因子（下面还要讲到），是个常数， M_J 是磁量子数， J 是总角动量量子数， m_B 叫玻尔磁子，其数值由下式给出，

$$m_B = \frac{\mu_0 e \hbar}{2m_e} = 1.16 \times 10^{-20} [\text{Wb} \cdot \text{m}] \quad \hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (2.6)$$

（ h ：普朗克常数， e 、 m_e ：电子的电荷和质量）。

处于磁场内的磁矩 m ，其内能 $E = -m \cdot H = g_J m_B M_J \cdot H$ 。取得这种状态的几率，依照玻尔兹曼分布，和 $\exp(-E/kT) = \exp(-g_J m_B M_J H/kT)$ 成正比关系。因此 M 为

$$M = \frac{\sum_{M_J = -J}^J N g_J m_B M_J \exp(-g_J m_B H M_J / kT)}{\sum_{M_J = -J}^J \exp(-g_J m_B H M_J / kT)} \quad (2.7)$$

式中, k 是玻尔兹曼常数, T 是绝对温度, B_J 是布里渊函数, 其表达式如下:

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth \frac{2J+1}{2J} x - \frac{1}{2J} \coth \frac{1}{2J} x \quad (2.8)$$

当 $J = \infty$ 时, $B_J(x)$ 称之为郎之万函数。 $x \ll 1$, $B_J(x)$ 的近似式为:

$$B_J(x) \approx \frac{J+1}{3J} x - \frac{\{(J+1)^2 + J^2\}(J+1)}{90J^3} x^3 + \dots \quad (2.9)$$

在通常情况下, $E \ll kT$, 于是(2.7)式可写为下列形式:

$$M \approx \frac{J(J+1)}{3} \cdot \frac{g_J^2 m_B^2 N}{kT} H$$

或

$$\chi = \frac{J(J+1)g_J^2 m_B^2 N}{3kT} \quad (2.10)$$

这样就得到了居里定律的(2.2)表达式。这里没有给出理论同实验的结果比较。但是, 包含 $E > kT$ 的情况在内, 其理论结果与实验值几乎完全一致。

二、外斯的铁磁性理论

外斯讨论了原子磁矩之间, 成平行排列状态时的相互作用。设该相互作用同一个磁场 H_m (称为分子场) 等价, 其大小与磁化强度 M 成正比。在(2.7)式中, 进行 $H \rightarrow H + H_m = H + wH$ 代换, 可得到下式

$$M = m_s N B_J \left[\frac{m_s (H + wM)}{kT} \right] \quad (2.11)$$

式中, w 为常数, $m_s = g_J m_B J$ 为原子磁矩的最大值。式(2.11)的两边均含有 M , 求解该式可以得到 M 同 H 之间的关系, 现把这

种关系表示在图 2.7 中。在式(2.11)中引入 $x = m_s(H + wM)/kT$ 和 $M/m_sN = y$, 可将该问题归结为求解如下的两个联立方程式:

$$y = B_J(x)$$

$$y = \frac{kT}{m_s^2 w N} \left(x - \frac{m_s}{kT} H \right) \quad (2.12)$$

也就是说, 只要求出如图 2.7 中所示的 $y = B_J(x)$ 曲线同直线之间的交点即可。设 $H = 0$, 可以求得的交点是原点和 P 点, 如图 2.7 中所示。但是原点是个不稳定解。因此, 在 $H = 0$ 的情况下, 存在着与 P 相对应的磁化强度。该磁化强度称做自发磁化强度。通常, 在工程上所能获得的磁场强度, 几乎不会改变这种自发磁化强度的大小。因此, 根据磁化曲线得出的饱和磁化强度值几乎等于自发磁化强度的数值。当一提高温度, 该直线的斜率就会增大, 于是使自发磁化强度减小。当直线斜率同 $(dy/dx)_{x=0} = kT/m_s^2 w N$ 一致时, $M_s = 0$, 与之相对应的温度就是所谓的居里点。即

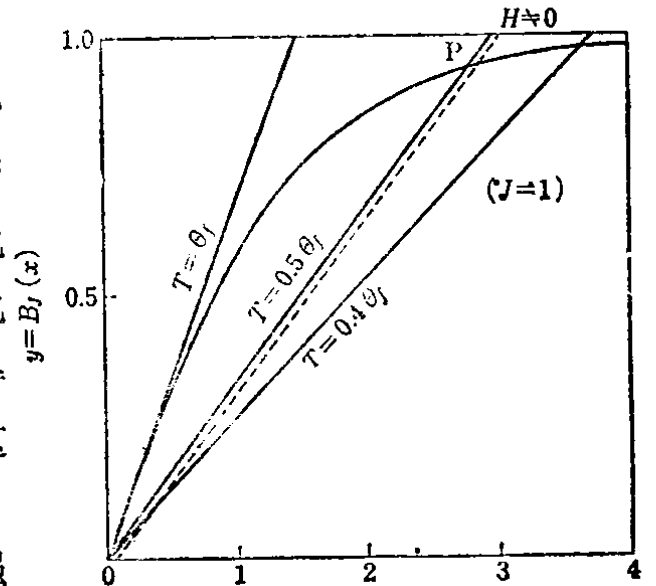


图2.7 根据外斯理论得出的自发磁化的图解法

$$\theta_J = \frac{(w m_s^2 N / 3k)(J + 1)}{J} \quad (2.13)$$

当 $T > \theta_J$, $H = 0$ 的时候, $M = 0$, 表示出了 $E \ll kT$ 的关系, 取(2.8)式的第一项, 且对 $B_J(x)$ 作近似处理后, 就得出了如下所示的居里—外斯定律

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{J + 1}{3J} \cdot \frac{m_s^2 N}{k(T - \theta_J)} = \frac{C}{T - \theta_J} \quad (2.14)$$

相反, 当温度下降时, 直线的斜率趋近于零, 在 $y = 1$ 的情况下, 可得 $M_s(T = 0) \equiv M_{s0} = m_s N$ 。

将式(2.13)改写为用 θ_f 来表示未知数 w , 然后把它代入到式(2.12)中的第二个式子里去, 于是得到 $y = \{(J+1)/3J\} \times (T/\theta_f) \times$ (但 $H=0$), 这样处理之后, $M_s(T)/M_s$ 同 T/θ_f 之间的关系只是以 J 做为参量了, 和其他的物性常数无关。在此, 将其具体的计算结果示于图 2.8 中。图中列入了铁和镍的实验数据, 尽管和理论还不能说是完全一致, 但可以看出是相当接近了。

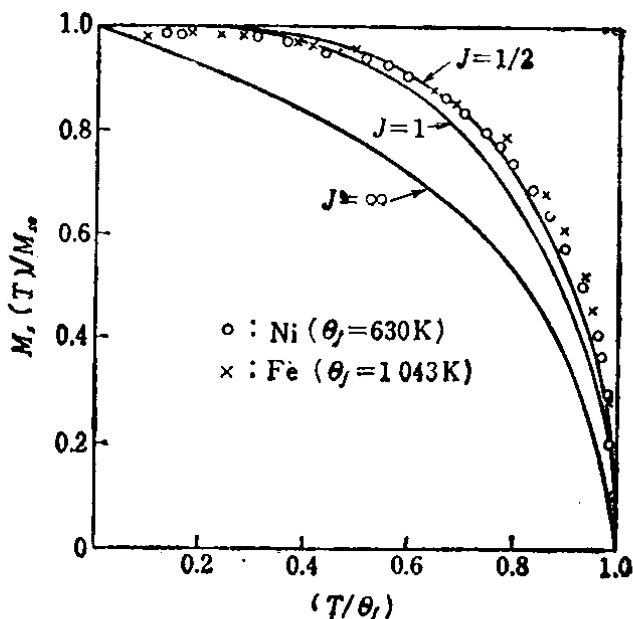


图2.8 根据外斯理论得到的自发磁化强度与温度关系同实验结果的比较*

三、涅尔的铁磁性理论

涅尔进一步发展了外斯的分子场理论, 从反铁磁性的观点出发, 成功地从理论上解释了铁磁性质。由于这个理论稍微复杂一些, 下面主要是简单地介绍一下该理论的模型。

设最近邻磁子磁矩之间的相互作用, 使之呈现反平行排列状态, 如图 2.9 所示, 朝上的 (称之为 A 位置) 原子磁矩之和为 M_A , 朝下的 B 位原子磁矩总和为 M_B , 于是可用下列式子表示分子场

$$H_{\text{A}} = w_1 M_A + w_2 M_B \quad H_{\text{B}} = w_1 M_B + w_2 M_A \quad (2.15)$$

其中, H_{A} 和 H_{B} 分别表示 A 位和 B 位的分子场。在式(2.7)中, 作用在 M_A 上的磁场 $H \rightarrow H + H_{\text{A}}$, 作用在 M_B 上的磁场 $H \rightarrow H + H_{\text{B}}$, 可分别求出 M_A , M_B 。当考虑到 $H=0$ 时, 再加上 $M = M_A + M_B = 0$ (反铁磁性) 的条件, 就能定出使原子磁矩呈现无序状态的温度, 即涅尔点。当温度在涅尔点以上, 将式(2.8)展开, 很容易求得(2.3)关系式。因为在涅尔点以下, 处理的方法稍有

* R. Becker and W. Döring: Ferromagnetismus (Springer, Berlin, 1939)

不同，对此有兴趣的读者，请参考有关的物理书籍。

当处于A位和B位上的原子种类不同，或者二者的数目不同时，磁矩的有序排列状态，存在于涅尔点以下的某个温度上，即使 $H = 0$ 的时候， $M = M_A + M_B$ 也不等于零。处于自发的磁化状态，形成铁磁性的物质，这就是铁磁性（参考图2.9(b)）。在此，分子场系数有三种形式，问题变得相当复杂。但是，高温磁化率（ $T > \theta_f$ ），可按下式进行计算

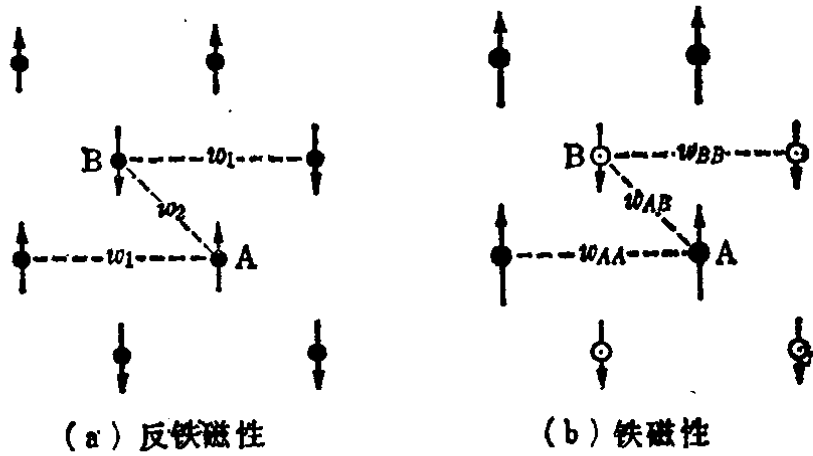


图2.9 反铁磁性和铁磁性情况下的相互作用及其系数

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} + \frac{\sigma_0}{T - \theta_f} \tag{2.16}$$

式中的 C ， χ_0 ， σ_0 均为常数。此外，通过计算得到的自发磁化强度同温度间的函数类型示于图2.10。由图可见，在某铁磁性物质的情况下，当温度一升高，自发磁化强度一旦消失以后，还会再度出现。这种最初的自发磁化消失点，是出现在 θ_c 处（叫做补偿点或补偿温度）。在补偿点上， M_A 和 M_B 的值大小相等，呈反向排列，形成了反铁磁性物质，故自发磁化消失。

四、原子磁矩

原子或分子为什么具有磁矩呢？另外，其磁矩大小又如何

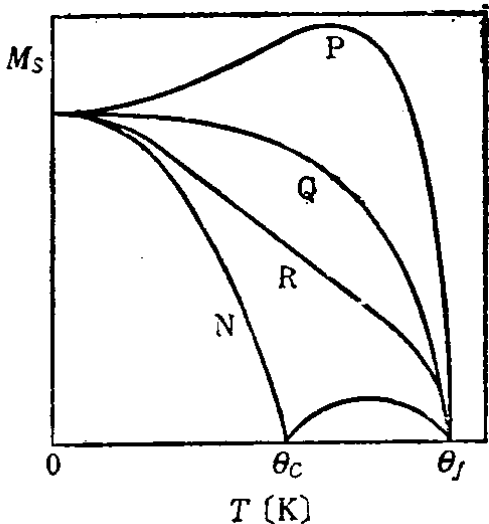


图2.10 铁磁性物质中，自发磁化强度与温度的各种不同形式的关系曲线

呢？下面就来回答这些问题。原子是由原子核和电子组成的，原子核具有核磁矩。但在一般情况下，核磁矩非常小，几乎对物质的磁性不起作用。电子处在轨道运动和自旋运动状态，处于旋转运动状态下的带电粒子，伴有磁矩发生。用电磁学很容易解释这种关系。其前者叫做轨道磁矩；后者叫做自旋磁矩或简称为自旋。轨道角动量量子数为 l ，它与角动量的方向平行，可以写成矢量的形式 l 。同理，自旋量子数可写成 s 。于是电子的磁矩分别由下述二式表示：

$$\begin{aligned} m(\text{轨道}) &= -m_B l \\ m(\text{自旋}) &= -2m_B s \end{aligned} \quad (2.17)$$

其中， m_B 是玻尔磁子，其大小由式 (2.6) 给出了。在一个原子的内部，有许多电子，因此设和电子的轨道角动量量子数为 L ；自旋角动量量子数为 S ；总角动量的量子数为 J ，分别表示成下列形式：

$$\begin{aligned} L &= \sum l_i & S &= \sum s_i & J &= L + S \end{aligned} \quad (2.18)$$

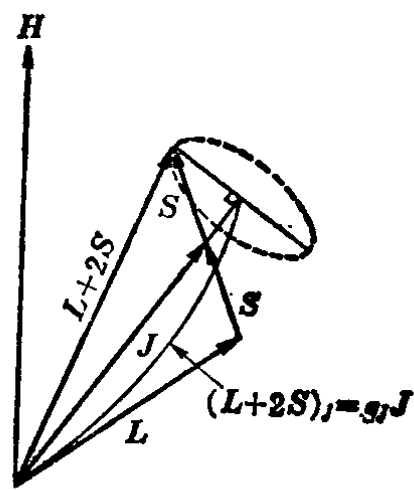


图2.11 由 S 和 L 形成的合成磁矩 gJm_BJ 的矢量模型

由式 (2.17) 和式 (2.18) 可以得到磁矩之和为， $-m_B(L+2S)$ ，它绕着 J 作进动，如图 2.11 所示。对磁矩有贡献的只是 $(L+2S)$ 在 J 方向上的分量。于是原子磁矩可以写成下列式子

$$m_s = -g_J m_B J \quad (2.19)$$

其中 g_J 是个常数，称之为兰得 g 因子，其值为

$$g_J = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.20)$$

在稀土族原子的情况下，根据洪德法则决定 S 、 L 、 J 。根据式 (2.20)、式 (2.19) 可以计算出 m_s 。在铁过渡族金属原子的情况下，一旦形成化合物，则 $L \approx 0$ (称为轨道角动量冻结)。这时 $J \approx S$ ， $g_J \approx 2$ ， $m_s/m_B \approx 2S$ 。

在分子式为 MFe_2O_4 (M 为 2 价的过渡族金属离子) 的铁氧

体中，3价Fe离子按着反铁磁性的规律占位，因此对磁矩没有贡献。而 M^{2+} 的原子磁矩就等于分子磁矩。其他如石榴石型等绝缘性化合物中，当知道各种占位上的原子磁矩的大小和方向以后，采用矢量求和的方法，就可以得出分子磁矩。

象铁或铁镍合金型的金属，其原子中的s电子、p电子的能级组成能带结构，其间形成交换作用。因此，计算合金中的单原子磁矩将变得稍微复杂些。为此，先略去有关物理方面的解释，用图2.12的形式，将铁族金属、合金的原子磁矩同外层电子数之间的依存关系表示出来，以供参考（该图中的曲线以最先提出者的名字命名，叫做斯莱特·泡林格曲线）。还有，饱和磁化强度值，用单位体积中的磁性原子（分子）数 N ，乘上 m ，就能够求得。

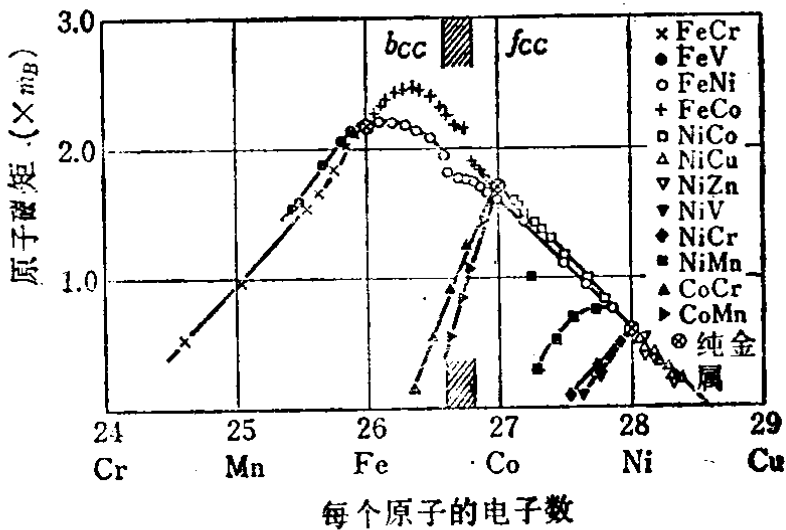


图2.12 3d过渡族金属及合金的原子磁矩及平均电子数的关系（斯莱特·泡林格曲线）*

五、分子场的起因

用外斯理论解释铁磁性的成因取得了比较好的结果。但是，一个最根本的问题，即分子场究竟是怎样形成的呢？这个问题在分子场提出后近20年，仍未搞清楚。因为如果利用式(2.13)，再通过测量居里温度定出 ϖ 后，计算出分子场 H_m 的值，相当于外斯考虑磁相互作用数值的几万倍，几十万倍的大小。给出正确解释的是海森堡（Heisenberg），也就是现在所说的交换相互作用。该种相互作用是从量子效应得出的结果，从经典物理角度是难以解释的。当电子自旋状态不相同，根据泡利不相容原理，电子将占据不同的轨道，从而使库伦能量发生变化。在某种情况下，

* R. M. Bozorth, Ferromagnetism (D. van Nostrand Co., 1951).

自旋呈平行排列是个有利的状态。想深入了解这方面理论的读者，请从量子力学的角度详细参考磁性物理方面的书籍。

§ 2-3 磁畴结构

一、磁畴

在前面讲过的基本理论中，还没有涉及到 § 2-1 二里的铁磁性物质的磁化特性。在本节中拟介绍磁畴的结构，以便给讲解磁化特性做好准备。如果只是考虑交换相互作用的话，原子磁矩（为简单起见，下面采用不甚严格的表述，称之为自旋）倾向于平行排列状态。但是，这样排列的结果，在样品的端部将会出现自由磁荷（参看图

2.5)。由于退磁效应，产生静磁场，从而使整个系统的能量（严格地讲是吉布斯自由能）增加。因此，在一般的情况下，

将形成图 2.13 所

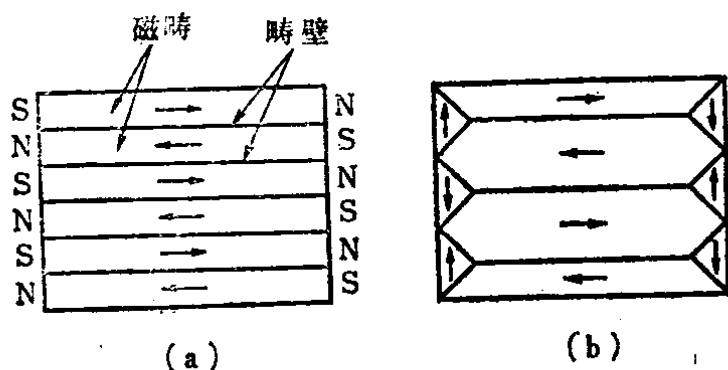


图2.13 强磁各向异性的样品中的磁畴结构（箭头为磁化方向）

a) 单轴各向异性样品 b) 立方对称各向异性样品

示的那种状态，即出现了同退磁场方向相反，且呈平行的磁化区域。于是把这种自旋呈整齐的平行排列小区域称之为磁畴。而把磁畴和磁畴之间的边界称之为畴壁。

在一块样品中，究竟会形成什么样的磁畴，除了取决于样品的形状以外，还同磁各向异性、磁致伸缩等材料的本身磁性及所含杂质、空孔有关系。下面除了最后提到的样品的不均匀性的问题以外，进行稍微详细的说明。

二、静磁能

静磁能分为两种，一种是由外磁场产生的，一种是由磁荷产生的。前者，常常称为塞曼能。样品的体积为 v 时，该能量为：

$$E_H = - \int_v \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} dv \quad (2.21)$$

后一种静磁能，当把磁荷引起的杂散磁场用 H_{st} 表示，考虑到自身能量的因素，要引进 $1/2$ 系数，于是可以直接写出下面式子：

$$E_{st} = -\frac{1}{2} \int_v H_{st} \cdot M dv \quad (2.22)$$

当用 φ_m 表示静磁磁势，用 ρ_m 表示磁荷密度，存在下列关系式：

$$\rho_m = -\operatorname{div} M \quad H_{st} = -\operatorname{grad} \varphi_m \quad (2.23)$$

于是可以将式(2.22)改写如下：

$$E_{st} = \frac{1}{2} \int_v \rho_m \varphi_m dv \quad (2.24)$$

φ_m 是泊松方程式 $\nabla^2 \varphi = -\rho_m/\mu_0$ 的解，可以通过 $\varphi_m = (4\pi\mu_0)^{-1} \times \int (\rho_m/r) dv$ ，等直接计算的方法求出。

现举个简单例子。假设样品是圆形的， M 一定（单畴）的情况， $\rho_m = 0$ ，则磁荷仅仅是表面磁荷。这时，在样品的内部，退磁场是均匀的，退磁系数为 N_d ， $H_d = -(N_d/\mu_0) M$ 。由式(2.22)可直接给出，

$$E_d = \frac{N_d M^2 v}{2\mu_0} \quad [\text{用cgs单位制时为 } 2\pi M^2 v] \quad (2.25)$$

通常把这个能量称之为退磁能。

三、各向异性能

当杂散磁场，外加磁场等均为零时，样品内部的磁化强度方向并不是随意的，具有取得某个特定方向（一般为几个）的性质。从能量观点看，这个方向应使能量处于最低状态。这种情况下，磁化性质还将随着外加磁场的方向不同而变化，因此称它为磁各向异性。在工程上最重要的是，一个轴的正、负两个不同方向上，能量处于最低状态。该轴叫做易磁化轴，该种性质叫做单轴各向异性。在单轴各向异性的样品中，当使磁化强度偏离易磁化方向 θ 角度时，各向异性能将增大，具体表达式为：

$$E_a = K_{a1} \sin^2 \theta + K_{a2} \sin^4 \theta + \dots \quad (2.26)$$

式中， K_{a1} ， K_{a2} 是常数。

在一般的情况下,只近似地取式(2.26)中的第一项。于是各向异性常数为 $K_{11} \rightarrow K_{11}$, 称之为单轴各向异性常数。形成单轴各向异性的原因是各种各样的。在含 Co 或 MnBi 等六角型单晶样品中,单轴各向异性是由结晶对称性产生的,因此还称之为结晶磁各向异性,多数情况下, c 轴为易磁化轴。在 Fe-Ni 合金或铁氧体等多元系合金及化合物的情况下,如果将其放在磁场里进行退火或急速冷却热处理,可在磁场的方向感生出单轴各向异性。下面还要讲到,做为磁泡器件使用的石榴石薄膜材料中,两种稀土元素在晶体内排列方向不同,从而形成生长感生各向异性。用轧制法制备 Fe-Ni 合金板,可以使之形成轧制磁各向异性,这是个相当有代表性的例子。后面还要讲到,利用磁致伸缩效应的逆效应也可以得到单轴各向异性,各向异性常数近似等于

$$K_s = \frac{3}{2} \lambda \sigma \quad (2.27)$$

(参考式(2.88))。式中 λ 是磁致伸缩系数, σ 为拉伸 (> 0) 或压缩 (< 0) 应力。当 σ 为单轴性,并且 $\lambda \sigma > 0$ 时,该轴为易磁化轴;当 σ 在某个面内且各向同性的,同时 $\lambda \sigma < 0$ 时,则该平面的法线方向是易磁化轴。

在 Fe、Ni 等立方晶系的单晶样品中,用 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 表示磁化强度同结晶主轴之间夹角的方向余弦,各向异性能 E_a 可以写成下式:

$$E_a = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (2.28)$$

表现出具有立方对称型的结晶磁各向异性。在多数情况下,利用上述公式的时候,都要省略第 2 项以后的各项。 $K_1 > 0$ 或 $K_1 < 0$ 的情况下,其易磁化轴分别为 $\langle 100 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 。

四、畴壁结构和畴壁能

设样品具有单轴各向异性,磁化强度处在易磁化轴的方向上,由于不产生磁荷,不同磁畴中的磁化强度之间的夹角为 180° 。该角度并不是在磁畴的交界处由两个相邻原子平面突变形成的,而是由几百个过渡原子层逐渐形成的,如图 2.14 所示,

在过渡层中磁化强度方向是逐渐变化的。该过渡区域（层）就是

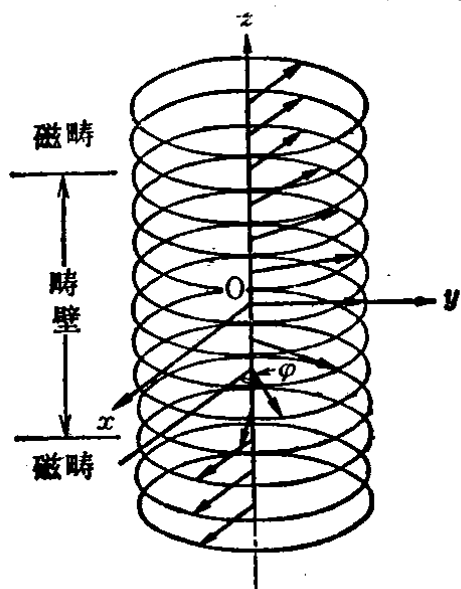


图2.14 在磁畴边界处，
磁化强度方向的变化
(箭头所示)

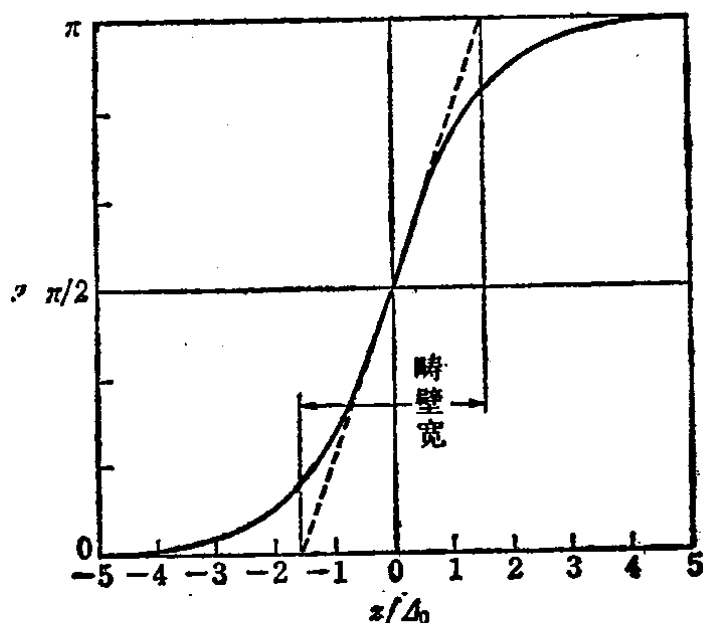


图2.15 在畴壁中，磁化强
度方向的变化情况

上面提到的所谓畴壁。处在畴壁里的磁化强度，偏离了易磁化轴，因而贮存了各向异性能量。另外，破坏了相邻原子面内的磁化强度相互间平行排列的状态，从而又形成了交换作用能量。在实际情况下，畴壁所取的结构，将使上面两种能量之和取最小值的状态。假设图 2.14 中的畴壁面与 xy 平面相平行，为了避免退磁场出现，磁化强度落在 xy 平面内。于是磁化强度方向与易磁化轴（ x 轴）间形成 φ 角，而 φ 角只是和畴壁平面相垂直的 z 坐标成函数关系。用实际例子来说明确定 $\varphi(z)$ 的方法，其结果如下（畴壁的中央，即 $\varphi = \frac{\pi}{2}$ 的坐标 $z = 0$ 的情况）：

$$\varphi = 2 \tan^{-1} \left\{ \exp \left(\frac{z}{\Delta_0} \right) \right\} \quad (2.29)$$

式中 $\Delta_0 \equiv \sqrt{A/K}$ ，叫做畴壁宽度参数， A 是交换积分常数。在图 2.15 中，是用作图的方法表示出了上式 φ 同 z 之间的变化关系。由图可见，在远离畴壁中心的地方， φ 随着 z 的变化逐渐趋于平缓，而畴壁的界限不是很明显的。为了方便起见，利用图 2.15 中的虚线在畴壁中心（ $z = 0$ ）处的 $d\varphi/dz$ ，将 φ 从 0 变化到 π 时所对应的变化宽度称之为畴壁宽度。按照这种定义，畴壁宽度

等于 πA_0 。在计算畴壁能的面密度 σ_w 时, 利用下面公式:

$$\sigma_w = 4\sqrt{AK_u} \quad (2.30)$$

上面所讲的图 2.14 所示的畴壁结构, 是布洛赫的研究结果。因此, 称之为布洛赫壁。

在样品是薄膜状态的情况下, 当形成布洛赫壁时, 将在薄膜的表面产生磁荷, 从而积蓄了很大的静磁能, 如图 2.16(a) 所示。当薄膜的厚度变薄, 变到小于布洛赫壁的宽度时, 就会形成如图 2.16(b) 所示的涅尔畴壁。此外, 当薄膜厚度处于布洛赫壁和涅尔壁的中间状态时, 将会形成枕木形的畴壁, 如图 2.17 所示。在该状态下, 两个磁畴之间的畴壁, 是由磁化强度旋转方向相反的两种类型的涅尔壁相互交替所构成的。在这两种涅尔壁的交界处, 形成布洛赫壁结构, 因此把这种边界称之为布洛赫线。布洛赫线分为两种, 在磁化强度非常集中的布洛赫线上, 相伴出现枕木型的副畴壁, 如图 2.17 所示。在薄膜样品中的垂直

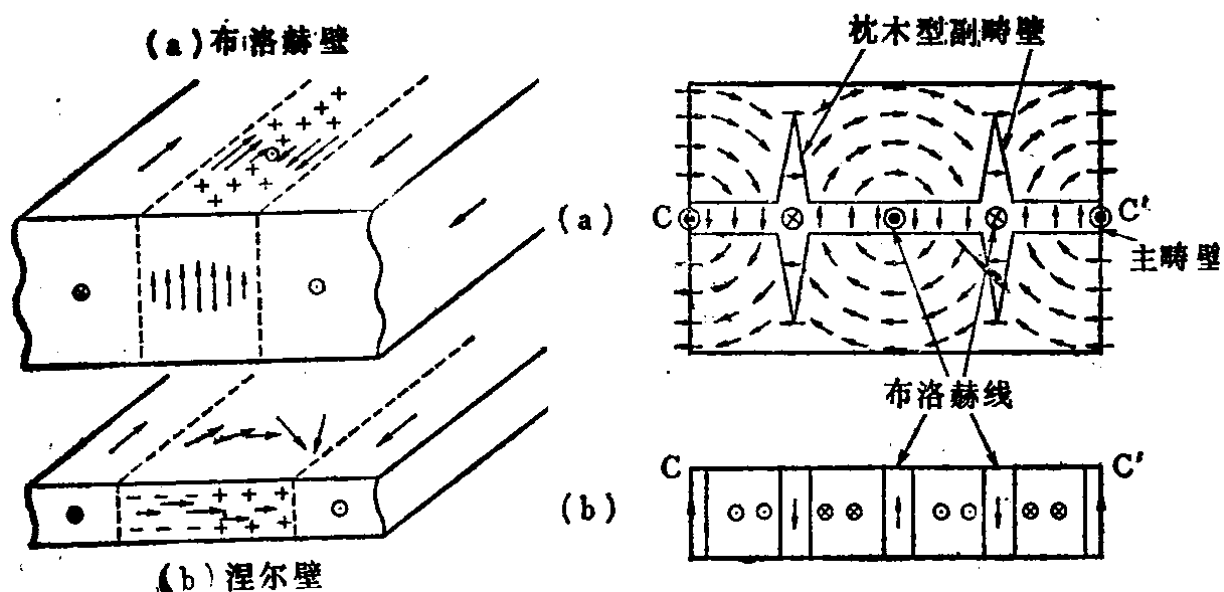


图2.16 在薄膜样品中, 布洛赫壁和涅尔壁的结构与磁荷分布

图2.17 在薄膜中观察到的枕木型畴壁结构(a)和主畴壁C-C'断面的结构(b)

膜面方向上, 具有单轴各向异性时, 将形成带状磁畴, 下面将讲解。依据各向异性的强弱或表面性质的不同, 在表面附近的部位, 也可以形成涅尔型结构, 在薄膜的中心部位形成布洛赫型的

螺旋式结构(参看图 2.18(a)).除此之外,有时在畴壁内部,产生两种磁化强度沿两个相反方向旋转的布洛赫壁,在该边界处也有时形成涅尔畴壁如图2.18(b)。这种畴壁本应叫做涅尔线,但习惯上常常把它称做布洛赫线。假如存在布洛赫线,如 § 2-5 所述,将会使畴壁的移动速度下降,使泡畴的传输方向发生弯曲等,对畴壁的动态特性产生各种各样的影响。

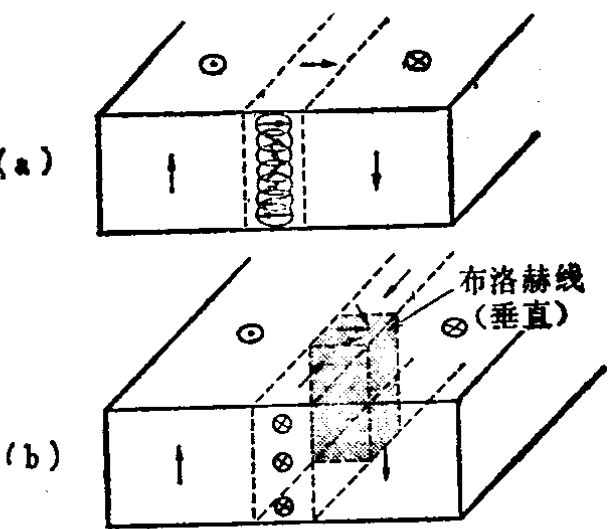


图2.18 在带畴的畴壁中(薄膜样品)观察到的,螺旋形的结构(a)和垂直型的布洛赫线(b)

五、计算磁畴结构的实例

磁畴结构有无限多种,分门进行说明是很困难的。因此,举一个简单例子,即对片状单晶样品的实际情况进行讲解,在该样品表面的垂直方向上存在着单轴各向异性性质。如图 2.19 中所示,存在着三种形式的磁畴结构。其中(a)是单畴结构,磁化强度同膜面垂直;(b)是带状磁畴结构;(c)是一种和膜面呈现平行状态的单畴结构。实际上还可能存在着图(d)所示的泡畴等形式的磁畴结构,由于问题复杂,在此就略去不讲。首先介绍图(a)所示的单畴结构,应该考虑的只是退磁能。利用式(2.25),当 $N_d = 1$, 并且只考虑每单位薄膜面积上的能量,同时 $v = t$ (膜厚)时,可得出下式:

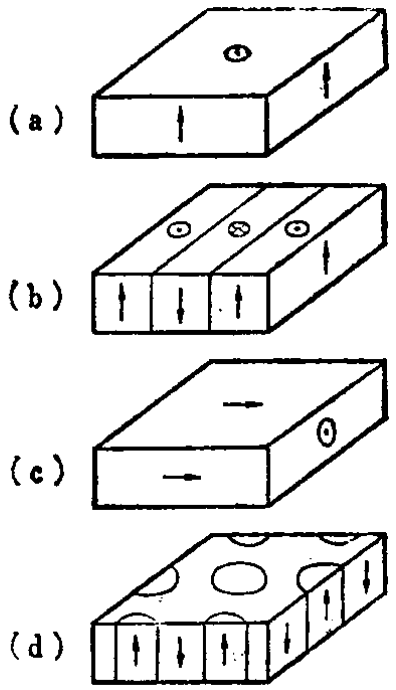


图2.19 在具有单轴磁各向异性薄膜中,几种设想的磁畴结构形式

$$E_A = \frac{M_s^2 t}{2\mu_B} (= 2\pi M_s^2 t \text{ cgs 单位}) \tag{2.31}$$

在图 2.19(c)中表示出的单畴结构的情况下,对整体能量起作用的只是各向异性能,即

$$E_c = K_u t \quad (2.32)$$

在图(b)所表示的带状畴结构情况下,除了静磁能(杂散磁场) E_d 之外,还必须考虑畴壁能 E_w 。前者的计算稍微麻烦一些,具体计算放在[例题2]中进行,这里只给出最终计算结果,即

$$E_d = 1.08 \times 10^5 M_s^2 w \quad (= 1.7 M_s^2 w \text{ cgs单位}) \quad (2.33)$$

在该公式中的 w 是磁畴的宽度。设每单位畴壁面积能量为 σ_w (参考式(2.30)),则单位膜面上的畴壁能等于,

$$E_w = \frac{\sigma_w t}{w} \quad (2.34)$$

利用 $E_d + E_w$ 的极小条件,定出 w 值,再利用这个值,就可以确定出表示磁畴结构能量的 E_B 来,具体式子如下,

$$w = 3.0 \times \frac{10^{-3} \sqrt{\sigma_w t}}{M_s} \quad \left(= \frac{0.77 \sqrt{\sigma_w t}}{M_s} \right) \quad (2.35)$$

$$E_B = 6.5 \times 10^2 M_s \sqrt{\sigma_w t} \quad (= 2.6 M_s \sqrt{\sigma_w t}) \quad (2.36)$$

将式(2.32)除以式(2.31),得品质因数如下

$$Q \equiv \frac{K_u}{M_s^2 / 2\mu_0} \quad \left(= \frac{K_u}{2\pi M_s^2} \right) \quad (2.37)$$

当品质因数大于1时,得到 $E_c > E_d$,于是不能形成图(c)所示的磁畴结构。相反, $Q < 1$ 时,将不会形成图(a)所示的磁畴结构。在 $Q > 1$ 的条件下,要想形成带状磁畴结构,必须满足 $E_B < E_d$ 关系。此外,如果给出 σ_w , M_s 值, t 需要满足下列条件,

$$t > 2.2l \quad (2.38)$$

其 l 定义如下,并叫做特征长度。

$$l \equiv \frac{\sigma_w}{M_s^2 / \mu_0} \quad \left(= \frac{\sigma_w}{4\pi M_s^2} \right) \quad (2.39)$$

[例题1] 试求出每单位面积布洛赫壁能量及宽度。

(略解) 设每单位面积布洛赫壁的能量为 σ_w ,可写成下式

$$\sigma_w = \min \int_{-\infty}^{\infty} E dE = \min \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ K_u \sin^2 \varphi + A \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 \right\} dz \quad (2.40)$$

式中 \min 的含意是，在选择适当的函数 $\varphi(z)$ 之后，使 $\int E dE$ 达到极小值。式子右边括号里的第 1 项是各向异性能（单轴）；第 2 项是交换能。交换能项的具体推导比较麻烦一些。因此，在本书中只是承认这一结果，不予推导了。读者若想了解它的来龙去脉，请参阅有关的书籍。关于式(2.40)的极值，实际上是个典型的变分问题（请参阅有关的数学参考书），利用欧拉方程式，解下列方程：

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} - \frac{d}{dz} \left\{ \frac{\partial E}{\partial (\partial \varphi / \partial z)} \right\} = K_u \sin 2\varphi - 2A \frac{d^2 \varphi}{dz^2} = 0$$

可以得到欲求解的 $\varphi(z)$ 。为此，首先乘上 $(d\varphi/dz)$ ，则得到：

$$K_u \sin 2\varphi \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 = \frac{Ad(d\varphi/dz)^2}{dz}$$

对两边进行积分，在 $z \rightarrow -\infty$ 时，利用边界条件 $(d\varphi/dz) = 0$ ， $\varphi = 0$ ，定出积分常数，于是得到下式：

$$A \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 = K_u \sin^2 \varphi \quad \text{或} \quad \frac{dz}{d\varphi} = \pm \sqrt{\frac{A/K_u}{\sin \varphi}} \quad (2.41)$$

在图 2.14 中，在 z 轴方向上，当 φ 角随着 z 的增加而变大时，上面的公式取正号。对式(2.41)积分，利用 $\theta = \pi/2$ 处（畴壁的中心处） $z = 0$ 的条件，确定出积分常数，从而得到式(2.29)。此外，将式(2.41)代入式(2.40)中，就能按照下式计算方法求出式(2.30)来。

$$\sigma_w = \int_{-\infty}^{\infty} 2K_u \sin^2 \varphi dz = 2 \sqrt{AK_u} \int_0^{\pi} \sin \varphi d\varphi = 4 \sqrt{AK_u}$$

再由式(2.41)，求出 $(d\varphi/dz)_{z=0} = (d\varphi/dz)_{\varphi=\pi/2} = \sqrt{K_u/A}$ ，从而得到：

$$\text{畴壁宽} = \frac{\pi}{(d\varphi/dz)_{z=0}} = \pi \sqrt{A/K_u} = \pi \Delta_0$$

〔例题 2〕 计算图 2.19(b) 所表示的形成带状磁畴的静磁能。

〔略解〕 为了简单起见，设样品的厚度为无限大，只计算

样品一侧的静磁能。利用式(2.22)和式(2.24)均能计算出 E_{st} 。但是, 如图 2.20 所示的那样, ρ_m 只出现在样品的表面上。因此, 利用式(2.24)进行表面积分会相当方便的。解微分方程式(泊松方程式)或对表面磁化强度进行积分, 可以求出 φ_m 。假如采用图 2.20 所示的坐标系, 不难看出 φ_m 是 x 的周期函数, 可以写成傅里叶级数的形式。不难推断, 用解泊松方程

$$\frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial z^2} = 0$$

的方法就能得到理想的结果。采用分离变量法, 把 φ_m 只是做为 x 和 z 有关的函数乘积, 可以一眼看出, 前者将变成 $\sin(n\pi x/w)$ 的形式, 而后者可直接写成 $\exp(\pm n\pi z/w)$ 的形式。于是得到:

$$\varphi_m^\pm = \sum_{n=1}^{\infty} A_n^\pm \sin\left(\frac{n\pi x}{w}\right) \exp\left(\frac{\pm n\pi z}{w}\right) + C^\pm z \quad (2.42)$$

其中, φ_m^+ 是 $z > 0$ 时的方程解; φ_m^- 是 $z < 0$ 时的方程解。式中的正、负号前后顺序要一致, 并且将 $z = \pm\infty$ 时 φ_m^\pm 不发散的边界条件也全都考虑到了。当向上的磁畴宽度和向下的磁畴宽度相等时, 在退磁状态下, C^\pm 也将为 0。剩下的问题是决定 A_n^\pm 。下面就来确定这个系数值。在 $z = 0$ 的平面上, 具有表面磁荷 ω_m , 利用边界条件 $\nabla \cdot B = 0$, 就可得到:

$$\mu_0 \left\{ -\left(\frac{\partial \varphi_m^+}{\partial z}\right)_{z=0} + \left(\frac{\partial \varphi_m^-}{\partial z}\right)_{z=0} \right\} = \omega_m \quad (2.43)$$

参考图 2.20, 把 ω_m 展开成傅里叶级数的形式, 可以得出:

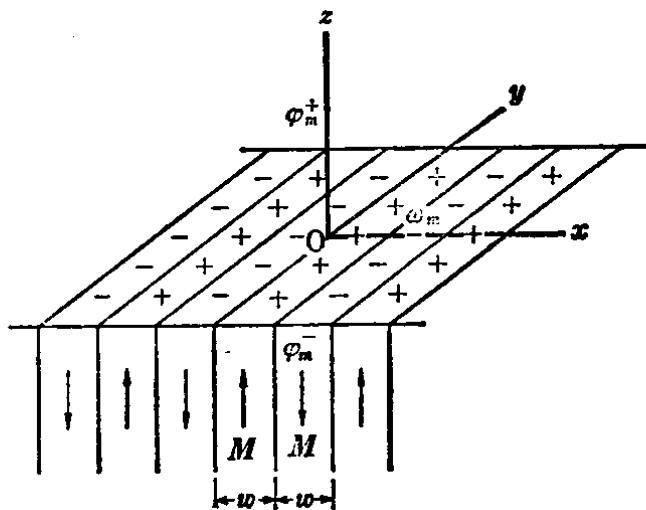


图2.20 在片状(带状)磁畴
的表面上的磁荷和静磁
能计算模型

$$\omega_m = \begin{cases} M_s: 2mw < x < (2m+1)w \\ -M_s: (2m+1)w < x < 2(m+1)w \end{cases}$$

$$= \frac{4M_s}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin\left(\frac{n\pi}{d}x\right) \quad (2.44)$$

利用式(2.42)~(2.44)，通过下面式子就能定出 A_n^{\pm} ，

$$A_n^+ + A_n^- = \frac{2M_s w}{\mu_0 \pi^2 n^2} \quad (n \text{ 只取奇数}) \quad (2.45)$$

利用式(2.42)、(2.44)、(2.45)，计算式(2.24)，可以得出：

$$E_{st} = \frac{1}{4w} \int_0^w \frac{8M_s^2 w}{\mu_0 \pi^3} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2} \sin \frac{2n-1}{w} \pi x \right\} \\ \times \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} \sin \frac{m\pi x}{w} \right\} dx$$

$$= \frac{2M_s^2 w}{\mu_0 \pi^3} \sum_{n=1}^{\infty} (2n-1)^{-3} = 5.40 \times 10^4 M_s^2 w$$

$$(\text{= } 0.85 M_s^2 w \text{ cgs}) \quad (2.46)$$

式(2.33)是该表达式的两倍（加上平面下部的 E_{st} 值）。

§ 2-4 静态磁化过程

一、畴壁移动和磁化强度的旋转

在铁磁性材料中，磁化强度方向趋向于平行外界磁化场的物理过程有两种。其一叫做畴壁移动过程，如图 2.21 所示。如下面 § 2-5 中将要讲到的那样，由于外磁场的作用，首先磁化强度在畴壁内发生转动，但这种转动的过程是通过畴壁位置移动而被观察到。因此，通常将这种情况称之为畴壁移动。

现在考虑单位体积的样品，设易磁化轴为 x ，畴壁处在 xz 平面内，其坐标位置为 y ，畴壁两侧磁畴中的磁化强度分别在 $\pm x$ 方向上。当在同 x 轴成 φ 角的方向上施加外磁场时，系统的能量为：

$$E = \sigma_w - M_s H_y \cos \varphi + M_s H (1 - y) \cos \varphi \quad (2.47)$$

式中, σ_w 是畴壁能, M_s 是饱和磁化强度。

当 $H = 0$, $y = y_0$ 或 $H \neq 0$ 而 $y = 1$ 时, E 取最小值, 这意味着, 畴壁一下子移动到样品的一端。实际上并不是这种情况, 其原因可以认为是由于 σ_w 同畴壁的位置 y 有关。不论 y 取什么值, $\partial E / \partial y \leq 0$, 为了能够发生明显的畴壁移动 (不可逆的畴壁移动), 必须使下式成立,

$$H \geq \frac{(\partial \sigma_w / \partial y)_{\max}}{2 M_s \cos \varphi} \equiv H_c. \quad (2.48)$$

式子的右边给出的物理量, 是畴壁移动所形成的矫顽力。§ 2-1 的二中讲过的巴克豪森跳跃, 主要是不可逆的畴壁移动过程。为什么 σ_w 同位置有关系呢? 目前还不十分清楚, 不过一般被认为是由于在样品内部存在着形变、成分不均匀性、气孔或杂质的缘故。

在软磁性材料中, 处在非常弱的磁场条件下, 不会发生畴壁移动。因此, 在畴壁移动过程完了以后, 磁化强度仅仅处于和磁场方向最接近的易磁化轴呈平行状态而已, 并不是和磁场方向相平行。如果施加更强的外磁场, 磁化强度开始克服磁各向异性能, 转向磁场方向上去, 把这种磁化过程称做转动 (旋转) 磁化过程。假如样品中, 不存在着畴壁, 即呈单畴状态, 将按照下面公式给出系统的能量, 参看图 2.22。

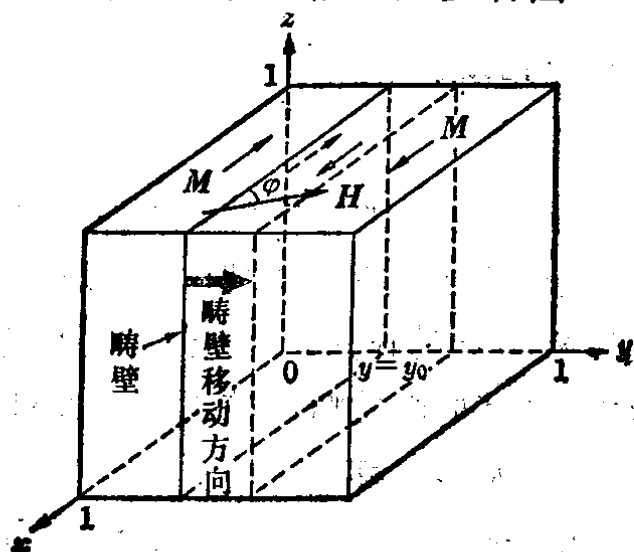


图2.21 畴壁移动模型

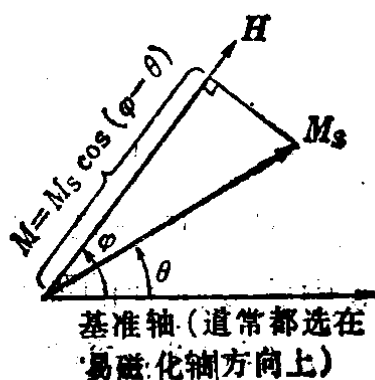


图2.22 在具有各向异性的样品中, 易磁化轴、磁化强度、
磁场方向之间的关系

$$E = E_a(\theta) - M_s H \cos(\varphi - \theta) \quad (2.49)$$

式中, $E_a(\theta)$ 是各向异性能, θ 、 φ 分别给出了磁化强度和磁场的方向。

利用取 E 极小值的条件

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} > 0 \quad (2.50)$$

定出 θ 值, 考虑到磁化强度在磁场方向上的分量为 $M = M_s \cos(\varphi - \theta)$, 就能够计算出磁化曲线 ($M-H$ 曲线) 来。在单轴各向异性的样品中, 则有 $E_a(\theta) = K_u \sin^2 \theta$, 现将在该情况下, 实际计算出来的磁化曲线表示在图 2.23 中。把该图中, $dM/dH \rightarrow \infty$ 的不连续的磁化强度的旋转过程, 通常称做磁化翻转。形成磁化翻转状态的翻转临界磁场, 利用

$\frac{\partial E}{\partial \theta} = \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} = 0$ 的条件来确定。在单轴各向异性样品中, 存在下列关系:

$$H_{//}^{2/3} + H_{\perp}^{2/3} = H_K^{2/3} \text{ (参考习题(7)解答)} \quad (2.51)$$

式中, $H_{//}$ 、 H_{\perp} 是翻转临界场在易磁化轴和难磁化轴方向上的分量。 $H_K (= 2K_u/M_s)$ 为各向异性场。在不发生畴壁移动的硬磁材料中, 其矫顽力也是由这个极限翻转磁场来确定。

二、初始磁导率

对于仅仅通入微弱电流线圈里的磁芯来说初始磁导率是它的一个重要参数, 该状态下的磁化过程是可逆畴壁移动。根据图 2.21 中所给出的模型, 如果在 $y = y_0$ 时, σ_w 达到极小值, 则微小的畴壁移动过程中, σ_w 的近似值为:

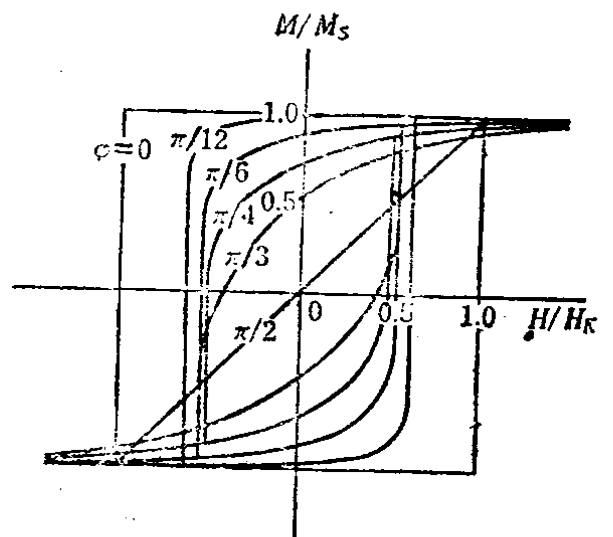


图2.23 在单轴各向异性样品中, 由磁化强度转动引起的磁化曲线 (φ 是易磁化轴和磁场间的夹角)

$$\sigma_w(y) = \sigma_{w0} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \sigma_w}{\partial y^2} \right)_0 (y - y_0)^2 \quad (2.52)$$

设单位体积的畴壁总面积为 S ，由式(2.47)可得到：

$$\chi_i = \frac{M}{H} = 2M_s S (y - y_0) \cos \varphi = \frac{4M_s^2 S \langle \cos^2 \varphi \rangle}{(\partial^2 \sigma_w / \partial y^2)_0} \quad (2.53)$$

式中， σ_{w0} 和 $(\partial^2 \sigma_w / \partial y^2)_0$ 的下标 0 表示在 $y = y_0$ 时的数值， $\langle \cos^2 \varphi \rangle$ 表示对各 φ 值取平均。

在退磁状态下，当磁化强度在各个方向上均匀分布时，磁畴内是单轴各向异性的话，则 $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ ，计算可得：

$$\langle \cos^2 \varphi \rangle = \frac{\int_0^{\pi/2} \cos^2 \varphi \sin \varphi d\varphi}{\int_0^{\pi/2} \sin \varphi d\varphi} = \frac{1}{3}$$

象铁和镍等多晶样品，畴内部各向异性是立方对称的， $\langle \cos^2 \varphi \rangle$ 值将稍微大一些。由于计算它比较复杂，这里并没有给出来。决定初始磁导率最重要的因素是 $(\partial^2 \sigma_w / \partial y^2)$ 。如前已经讲过的那样，依据情况的不同，畴壁能 σ_w 是多种多样的。因此目前欲从理论上预测物质的初始磁导率，几乎还是不可能的。

在单畴样品情况或是在极高频条件下使用材料时，均不会发生畴壁移动过程。在这种情况下，磁导率将由磁化强度的转动过程来决定。在式(2.49)情况下，再假定样品是单轴各向异性的，可利用关系式 $E_a(\theta) = K_u \sin^2 \theta$ ，又因为磁场 H 很小，假设 $\theta \rightarrow 0$ ，可直接得到 $\theta \approx (M_s H / 2K_u) \sin \varphi$ ，从而求出

$$\chi_i = \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_0 = \frac{M_s^2}{2K_u} \langle \sin^2 \varphi \rangle = \frac{M_s^2}{3K_u} \quad (2.54 a)$$

在各磁畴内部，各向异性均为立方对称的情况时，可进行同样的计算，可得：

$$\chi_i = \begin{cases} \frac{M_s^2}{3K_1} & K_1 > 0 \\ \frac{M_s^2}{2|K_1|} & K_1 < 0 \end{cases} \quad (2.54 b)$$

$$(2.54 c)$$

采用宏观方法，可以准确地得到 K_1 、 K_2 ，因而可以明确地估算出 χ_1 值。其结果和在高频条件下实际测量的磁化率的数值非常一致。

三、各向同性样品的磁化与磁化强度分布

在材料完全相同的情况下，依据各向异性的存在与否或性质的不同等因素，铁磁性材料的磁化曲线将会完全不相同。因此，一下子完全解释清楚磁化的性质，是根本不可能的。现举例说明之。拟考察一下这样的情况，就样品的整体看不存在着各向异性（单看样品中的一个局部，一定存在着各向异性）时，看看这种样品的磁化性质如何。

首先假设样品处于退磁状态，对于样品内各磁畴的磁化强度方向是无序的。但在每个具体磁畴内部，由于存在着局部各向异性，磁化强度在某个方向上呈平行排列状态。为清楚起见，用二维平面图来表示时，就相当于原点 O 处所示的磁化强度分布状态。当外加磁场方向朝向右边，先发生畴壁移动，使朝左排列的磁畴渐渐消失掉，变化成图 2.24 中 B 型磁化强度分布状态。在畴壁移动结束时的磁化强度分布，如果局部各向异性是单轴的话，将和剩余磁化状态下的 D 点相同，形成以磁场 H 方向为顶点的半球形分布状态。进一步增加磁场，磁化强度将发生一致转动，逐渐趋向磁场的方向达到饱和磁化状态，即 C 点表示的情况。这时的磁化强度与磁场呈平行状态。由 C 点起减小磁场，即使减小到零，其间不会发生畴壁移动。

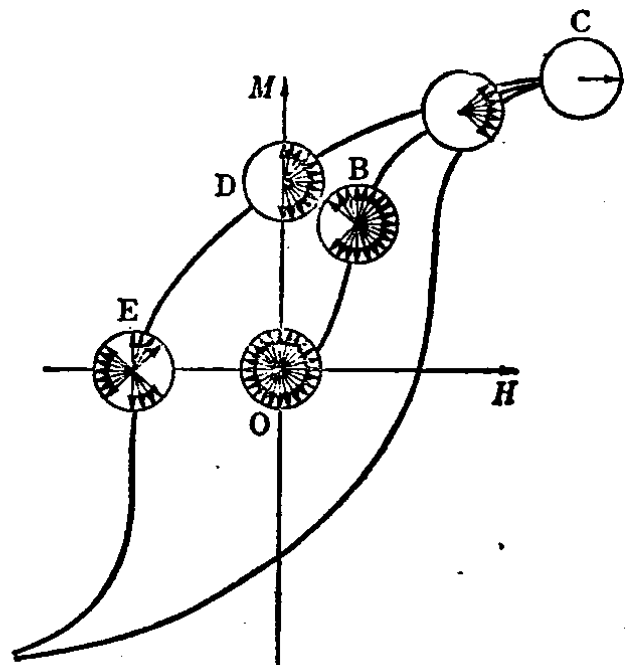


图2.24 在磁化曲线上的不同点，磁化强度方向的分布情况（在各向同性的样品中，微观上具有单轴各向异性的情况）

同，形成以磁场 H 方向为顶点的半球形分布状态。进一步增加磁场，磁化强度将发生一致转动，逐渐趋向磁场的方向达到饱和磁化状态，即 C 点表示的情况。这时的磁化强度与磁场呈平行状态。由 C 点起减小磁场，即使减小到零，其间不会发生畴壁移动。

因此磁化曲线开始偏离初始的磁化曲线，发生磁滞现象。在磁场等于零时，形成如D点所示的半球形分布状态。即出现了剩余磁化强度 M_r ，该值 M_r 等于：

$$M_r = M_s \int_0^{\pi/2} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi = \frac{M_s}{2} \quad (2.55 a)$$

磁场方向由正变为负时，将发生畴壁移动，使向右的磁畴中的磁化强度发生反转，从而使左右两个方向上的磁化强度达到大小相当，即如图 2.24 E 所表示的状态。这样可以得到 $M = 0$ 时的矫顽力值。当磁场沿着向左的方向继续增加时，畴壁移动过程很快结束，而后出现磁化强度转动过程，使磁化强度沿着左向趋近饱和状态。

以上为了将讨论的问题简单一些，认为到畴壁移动结束为止，不发生磁化强度转动过程，由式 (2.48) 明显可知， φ 变到近乎 90° 附近， H_c 变得非常之大，以畴壁移动为先导发生磁化强度转动。这样一来，图 2.6 所表示的不连续磁化过程（非可逆磁化过程）的初期，是由非可逆畴壁移动过程决定的。但是，随之就要叠加上不连续的磁化强度转动过程。而磁化过程的后期，主要是取决于不连续磁化强度的转动过程。

在图 2.24 中表示出的磁化强度分布状态，将因局部各向异性的种类或畴壁移动的难易程度的不同而有很大的不同，特别是随整个样品磁各向异性的不同有很大的不同。因此就来简单地研究一下这个问题。

四、剩余磁化强度

在上节中讲到，如果局部的各向异性是单轴性的时候，剩余磁化强度为 $M_s/2$ 。正像铁多晶的情况，如果局部各向异性是 $K_1 > 0$ 型立方对称的各向异性，有六个易磁化方向。而且，能够观察到的只是和磁场方向接近的易磁化方向。因此，使 M_r/M_s 值变大。把磁场固定在某个方向上，研究与之成最小夹角的易磁化方向的分布。或者相反，把易磁化方向固定，研究与之成最小夹角的磁场方向的分布，这两者是等价的。因此，将后者的情况用图示法表示在图 2.25(a) 中。如果以该图为基础，计算 $\langle \cos \varphi \rangle$ ，则

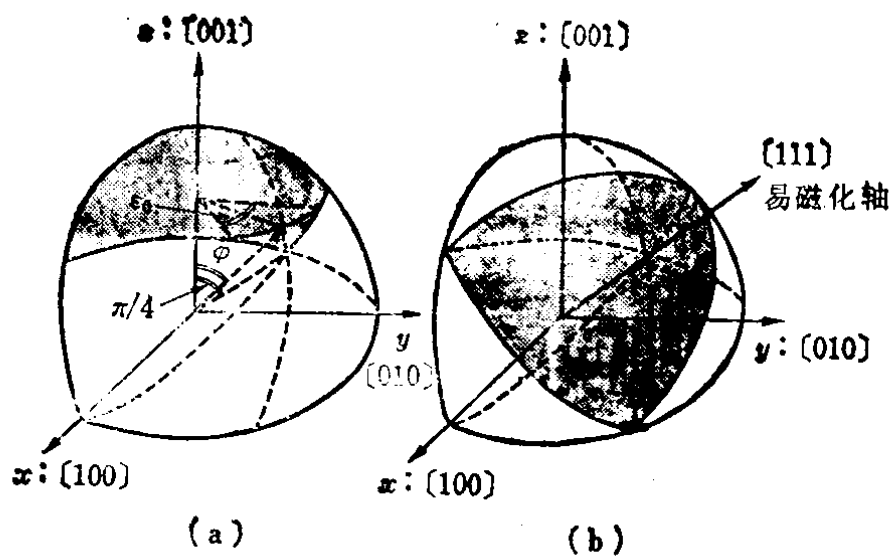


图2.25 计算剩余磁化强度 $M_r = \langle \cos \varphi \rangle M_s$ 的积分范围
(a)立方晶系多晶体, $\langle 100 \rangle$ 为易磁化轴的情况 (b)立方晶系多晶体,
 $\langle 111 \rangle$ 为易磁化轴的情况

得到:

$$\begin{aligned} \langle \cos \varphi \rangle &= \frac{6}{\pi} \left(\int_0^{\pi/2} \int_{-\pi/4}^{\pi/4} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\epsilon \right. \\ &\quad \left. + \int_{\pi/4}^{\cos^{-1}(1/\sqrt{3})} \int_{-\epsilon_0}^{\epsilon_0} \cos \varphi \sin \varphi d\epsilon d\varphi \right) \\ &= \frac{3\sqrt{2}}{\pi} \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{2}} = 0.832 \end{aligned}$$

进而得出

$$M_r = \langle \cos \varphi \rangle M_s = 0.832 M_s \tag{2.55b}$$

式中, ϵ 是从(110)面测出的方位角, $\epsilon_0 = \pi/4 - \cos^{-1}(\cot \varphi)$ 。当 $K_1 < 0$ 时, $\langle 111 \rangle$ 是易磁化方向, 并且共计有8个, 因此使 $\langle \cos \varphi \rangle$ 变得更大。 φ 的分布范围形成如图2.25(b)所示的那样。参照这个图, 进行稍微繁琐计算可得:

$$M_r = \langle \cos \varphi \rangle M_s = 0.866 M_s \tag{2.55c}$$

微观各向异性, 即使是单轴性的, 如果易磁化轴不分散, 而和磁场方向形成整齐平行排列状态时, 不必进行计算就能得到:

$$M_r = M_s \tag{2.55d}$$

如果易磁化轴整齐排列在与磁场相垂直的方向上时, 则:

$$M_r = 0$$

(2.55°)

五、各向异性样品的磁化曲线

从最近的磁性材料应用情况看, 为了充分发挥材料的优良性质, 使用的几乎都是各向异性的。例如, 存储元件希望 $M_r/M_s = 1$, 这只要使用单轴各向异性的材料, 并把外加磁场施加在易磁化轴的方向上。在同一种材料的情况下, 如果把磁场加在与易磁化轴相垂直方向上, 即如图 2.23 中所示的 $\varphi = 90^\circ$ 的磁化曲线的情况, M 同 H 成正比关系, 因此可以制成不发生波形畸变的变压器。于是, 单轴各向异性样品的磁化特性, 可以比较容易地从图 2.23 的磁化性质和 $\varphi = 0$ 的畴壁矫顽力 H_c 得知。

现在就来研究铁单晶样品或晶轴呈整齐排列的多晶样品的磁化性质。当磁场加在 $\langle 100 \rangle$ 的方向上, 因为 $\langle 100 \rangle$ 是易磁化方向, 只要磁场强度超过畴壁矫顽力值, 很快就会达到饱和, 如图 2.26 所示。当磁场加在 $[110]$ 方向上时, 使磁场强度刚好超过矫顽力值, 其畴壁移动结束状态上的磁化强度与磁场呈 45° 角。因此, 有 $M = M_s \cos(\pi/4) = 0.707 M_s$ 关系。随后将发生磁化强度转动过程, 若假设磁化强度和 $[100]$ 方向的夹角为 θ , 则其方向余弦为 $\alpha_1 = \cos\theta$, $\alpha_2 = \sin\theta$, $\alpha_3 = 0$ 。因此设式 (2.28) 中 $K_2 = 0$ 对系统的能量进行近似计算, 则:

$$E = K_1 \sin^2\theta \cos^2\theta - M_s H \cos(\pi/4 - \theta) \quad (2.56)$$

利用 $\partial E / \partial \theta = 0$, 定出 θ 值, 再考虑到 $M/M_s = \cos(\pi/4 - \theta)$ 的条件, 就可以得到:

$$2 \left(\frac{M}{M_s} \right)^3 - \frac{M}{M_s} - \frac{H}{H_K} = 0 \quad (2.57)$$

对于铁的情况, 利用 $M_s = 2.15 \text{ [T]}$, $H_K = 2K_1/M_s = 3.9 \times 10^4 \text{ [A/m]}$ 结果, 通过式 (2.57) 就能计算出 M 与 H 之间的变化结果来。在图 2.26 中表示出了对于 $[110]$ 的计算结果。图中 “+” 号表示的是实验结果, 不难看到, 计算和实验结果还是相当一致的。在磁场 H 平行于 $[111]$ 方向的情况下, 畴壁移动完了之后, 磁化强度和磁场之间的夹角为 $\varphi - \theta = \cos^{-1}(1/\sqrt{3})$ 。因此, M

$= M_s/\sqrt{3} = 1.24\text{[T]}$ 。其后的磁化过程是由磁化强度转动决定的，现将理论曲线和实验值（○符号）的比较结果表示在图 2.26 中。

本章开头，已强调指出，磁化曲线中使用的磁场，是已经考虑了退磁场以后的有效场。对于目前特别令人关注的具有垂直各向异性的薄膜样品中，加入磁场 H （与膜面相垂直）时的磁化曲线，表现出了许多问题。原因之一为退磁场不是均匀的，不能够进行修正；其二，样品是薄膜状态的，不必担心出现差异，相反，外加磁化场和磁化的关系方面，在实际使用上却是很方便的。在计算这种磁化特性时，像 § 2-3 五中的带状畴结构的情况，磁化强度向上和向下的磁畴宽度不同，这样需要重新计算静磁能。只需在总能量项中，添加一个塞曼项，然后利用极小值的条件就可以求出总能量来。因为这个计算稍微复杂些，请读者参考其他有关书籍，图 2.27 中表示出了该计算结果。该计算结果和低矫顽力的柝榴石或软铁磁性薄膜材料的实验结果相当一致。在矫顽力比较大的 MnBi 薄膜材

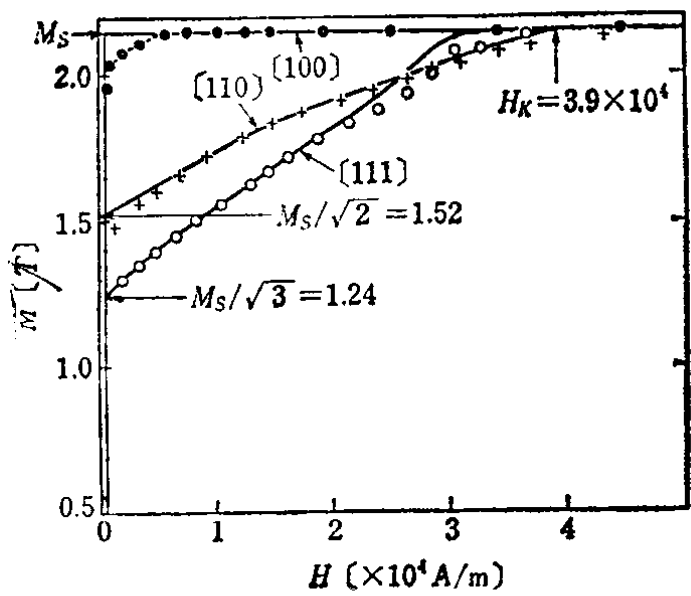


图2.26 铁单晶的磁化曲线*

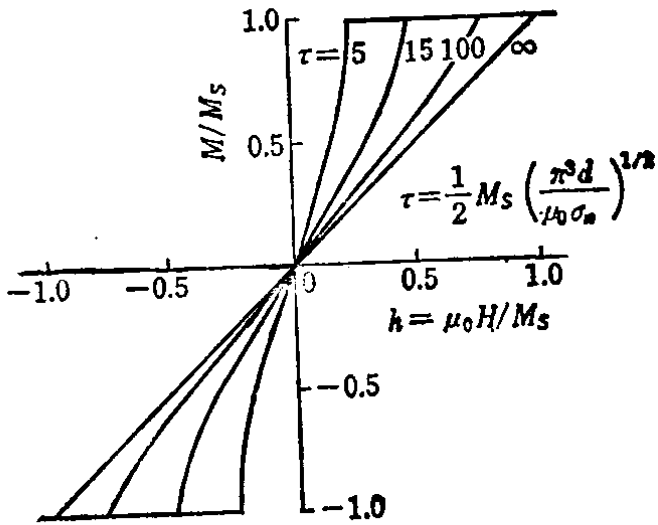


图2.27 具有带状磁畴的片状样品的磁化曲线（磁场方向与膜面垂直，横轴是外加磁场。此外设畴壁矫顽力为 0）

* 取自 H. Howda and S. Kaya; Sci. Rep. Tohoku Univ. 15(1926)721.

料中，其磁化性质如图 2.27 所示，明显看出计算和实验结果是完全不同的。但是，如果在理论中正确地引入矫顽力效应，就能够很好地进行解释。

〔例题 3〕 一个具有单轴各向异性的样品（各向异性常数是 K_u ），假设内应力 σ （单轴性的）按正弦规律变化，即 $\sigma_0 \cos(2\pi y/l)$ 。试利用式 (2.53) 计算初始导磁率。令样品的磁致伸缩是各向同性的，系数为 λ 。

（略解） 如式 (2.27) 所示，内应力引起的磁各向异性常数为 $3/2 \lambda \sigma$ 。这种各向异性远远小于 K_u 。这两种单轴型的易磁化轴，通常是不一致的，但是，可以粗略地认为是相互平行的。由式 (2.30) 令 $4\sqrt{AK_u} = \sigma_{w0}$ ，可以写成下式：

$$\begin{aligned}\sigma_w &= 4\sqrt{A\left\{K_u - \frac{3}{2}\lambda\sigma_0\cos\left(\frac{2\pi y}{l}\right)\right\}} \\ &\approx \sigma_{w0}\left(1 + \frac{3\pi^2\lambda\sigma_0}{2K_u l^2}y^2\right)\end{aligned}$$

上式中， K_u 减去 $(3/2)\lambda\sigma$ ，就使 $y=0$ 时，得到 σ_w 的极小值，这并没有更深的意义。把它代入式 (2.53) 中，得到：

$$\mu_i = \mu_0 + \chi_i = \mu_0 + \frac{M_s^2 S \cos^2 \varphi l^2}{3\pi^2 \Delta_0 \lambda \sigma_0}$$

式中， Δ_0 是畴壁宽度参数，等于 $\sqrt{A/K_u}$ 。

§ 2-5 动态磁化过程

一、铁损

铁磁性材料的重要应用之一，是做为铁芯使用。在工程上令人关心的重大问题是铁损，它会造成能量损耗而使线圈的品质因数 Q 值下降。一般铁损分为三种：磁滞损耗、涡流损耗和剩余损耗。

根据 § 2-1 二中讲过的，单位时间，单位体积材料的磁滞损耗 W_h 是

$$W_h = f \oint H dM \quad (2.58)$$

式中 f 为频率。

在使用磁性材料的初始磁导率时, W_h 同外加磁场振幅的 3 次方成正比 (参考练习题〔8〕的解答)。当磁化超过不可逆的磁化状态时, 根据实验得知, W_h 和最大磁通密度 B_m 的 1.6 次方成正比。

当通过导体内部的磁通密度发生变化时, 由于电磁感应作用, 在导体内将产生涡流, 该涡流转变为焦耳热。因此把这种损耗称之为涡流损耗。像硅钢片一类的片状材料, 其单位时间、单位体积的涡流损耗 W_e 可利用下式进行计算

$$W_e = \frac{k_e f^2 t^2 B_m^2}{\rho} \quad (2.59)$$

式中, t 是材料的厚度, B_m 是最大磁通密度, ρ 是材料的电阻率。另外, k_e 是个常数。当材料中的磁通均匀变化时, 该系数等于 $\pi^2/6$, 这不过是实验值的几分之一。但是, 如果磁化过程由畴壁移动过程引起的时候, 其磁通变化, 即涡流的流动区域只是局限在畴壁附近。由理论计算出的 k_e 值将是上面数值的若干倍, 和实验测得的结果几乎是一致的。

所谓剩余损耗是磁后效、自然共振、尺寸共振等引起的全部损耗的总称。

高频线圈品质优劣用 Q 因子来测量, 尽管用它能表示磁芯的性质, 但是, 最常采用的是损耗率 $2\pi/Q\mu_i$ 表示高频线圈的性质。该损耗率既使在磁路中存在着空气隙, 也不会发生变化的。其表示方法在各国都是不一样的。根据日本的国家工业标准 (JIS) 用下式表示损耗。

$$\frac{1}{\mu_i Q} = \frac{\tan \delta}{\mu_i} = h_1 \sqrt{\frac{L}{V}} + e_1 f + c_1 \quad (2.60)$$

从中定出系数 h_1 、 e_1 、 c_1 。其中 L 是线圈的电感量, V 是磁芯的体积。另外上式中的第一、第二、第三部分, 分别表示和磁滞损耗, 涡流损耗, 剩余损耗有关的各项。

二、磁化强度的运动过程

在前面章节中, 处理磁化强度时, 都认为磁化强度处在自由

能为最小的方向上。从这一节开始，把磁化强度过渡到能量最低状态的运动过程为研究的对象。也就是处理一些和下述一些过程有关的物理现象，如微波或者光和磁性物质之间的相互作用，磁化翻转时间，畴壁、磁畴的高速运动过程等。关于磁化强度运动方程式，已经由朗道、里弗席兹、吉伯等人研究过了，当前常被采用的是下列形式，

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma| \mathbf{T} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (2.61)$$

式中， γ 是磁回转常数，具体数值为：

$$\gamma = g \frac{e}{2m_s} \mu_0 = -1.105 \times 10^8 g \quad [\text{m/A} \cdot \text{s}] \quad (2.62)$$

(g 为兰得因子)。另外， α 是个同物质有关的系数，叫做吉伯阻尼系数。常常将式 (2.61) 称做 LLG 方程，LLG 是 Landau, Lifshitz, Gilbert 三个字的字头符号。在该公式中， \mathbf{T} 是作用在磁化强度上的转矩。假设系统的自由能为 E ，则

$$\mathbf{T} = \frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\delta E}{\delta \varphi} \mathbf{i}_\theta - \frac{\delta E}{\delta \theta} \mathbf{i}_\varphi \quad (2.63)$$

(参考例题 4)

式中， θ 、 φ 为磁化强度在极坐标中的坐标（通常把磁场方向取在 z 轴上）。 \mathbf{i}_θ 、 \mathbf{i}_φ 分别是在 θ 、 φ 方向上的单位矢量。而 $\delta E/\delta \theta$ 、 $\delta E/\delta \varphi$ 符号表示下述关系，即表明 E 不仅同 θ 或 φ ，还通过 $\nabla \theta$ 、 $\nabla \varphi$ 呈函数关系（因为是交换能）。例如，

$$\begin{aligned} \frac{\delta E}{\delta \theta} = & \frac{\partial E}{\partial \theta} - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial E}{\partial (\partial \theta / \partial x)} \right\} \\ & - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\partial E}{\partial (\partial \theta / \partial y)} \right\} - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\partial E}{\partial (\partial \theta / \partial z)} \right\} \end{aligned} \quad (2.64)$$

而 $\delta E/\delta \varphi$ ，按着上式将 θ 换成 φ 即可。在单畴的情况下， E 只同 θ 、 φ 有关，同位置无关时，则 $\delta E/\delta \theta = \partial E/\partial \theta$ ， $\delta E/\delta \varphi = \partial E/\partial \varphi$ 。

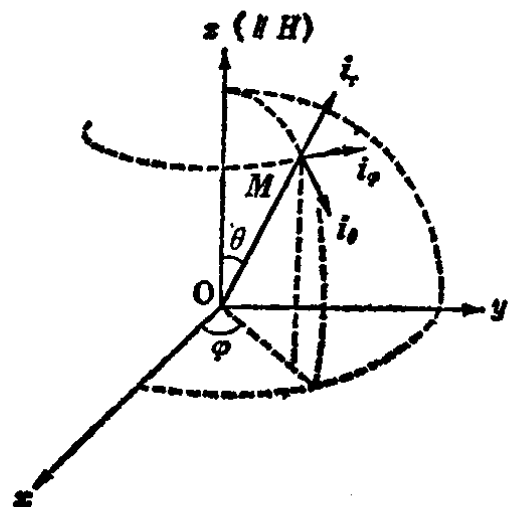


图2.28 在极坐标中磁化强度方向

下面举例说明。当把磁场 H 取在 z 轴上，磁化强度同 H 夹角为 θ 时， $E = -M \cdot H \cos \theta$ ，因此， $T = -M \cdot H \cdot \sin \theta \mathbf{i}_\theta = \mathbf{M} \times \mathbf{H}$ 。则式 (2.61) 改写成下式

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma| \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (2.65)$$

从而得到真正的吉伯方程式。

当 $t = 0$ ，自由磁化强度在 θ_0, φ_0 方向上，并在 z 方向上施加磁化场 H ，这时利用求解式 (2.65)，即可研究磁化强度的运动状态。利用 $\mathbf{M} = M_s \mathbf{i}_r$ ， $d\mathbf{i}_r/dt = (d\theta/dt) \mathbf{i}_\theta + \sin \theta (d\varphi/dt) \mathbf{i}_\varphi$ ， $\mathbf{M} \times \mathbf{H} = -M_s H \sin \theta \mathbf{i}_\varphi$ ， $\mathbf{M} \times (d\mathbf{M}/dt) = M_s^2 \{-\sin \theta (d\varphi/dt) \mathbf{i}_\theta + (d\theta/dt) \mathbf{i}_\varphi\}$ ，可以得出下式：

$$d\theta/dt = -\alpha \sin \theta d\varphi/dt, \quad d\varphi/dt = |\gamma| H + \frac{\alpha}{\sin \theta} \frac{d\theta}{dt} \quad (2.66)$$

整理该式，若引入 $\omega = |\gamma| H (1 + \alpha^2)$ ，可得：

$$\frac{d\theta}{dt} = -\alpha \omega \sin \theta, \quad \frac{d\varphi}{dt} = \omega \quad (2.67)$$

可直接求解得到：

$$\varphi = \omega t + \varphi_0, \quad \theta = 2 \tan^{-1} \left\{ \tan \frac{\theta_0}{2} \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right\} \quad (2.68)$$

其中， $\tau \equiv (1 + \alpha^2) / \alpha |\gamma| H$ 。用图表示上式如图 2.29。由图

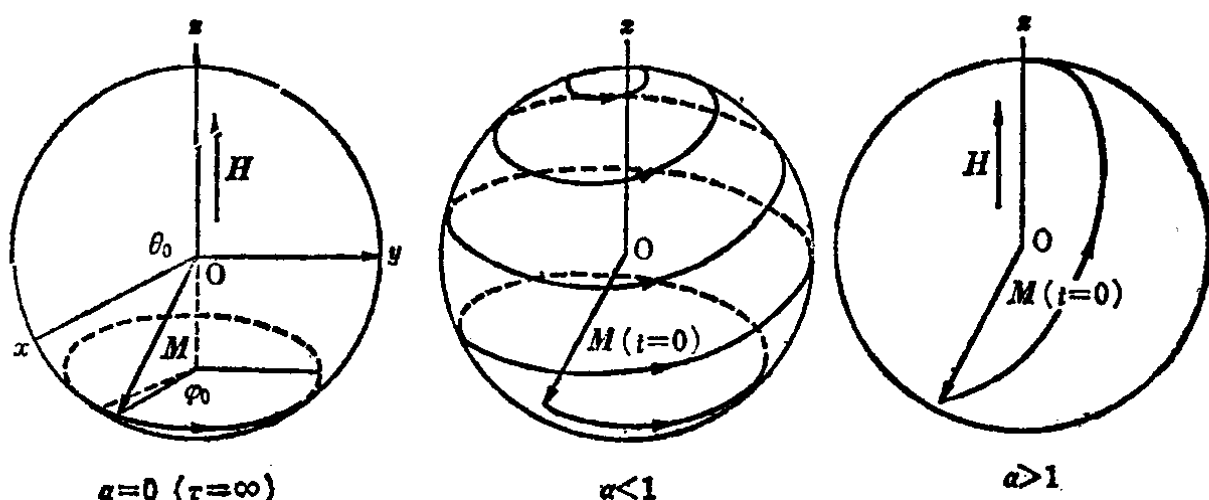


图2.29 在分段施加静磁场时，磁化强度的运动响应状态

可见, 当 $\alpha = 0$, 磁化强度将永远绕着 H 旋转运动, 不会形成与 H 方向呈现平行的状态。但是, 当 α 很小时, M 绕着 H 旋转若干次以后, 最终达到 $M \parallel H$ 状态。当 α 很大时, M 几乎不发生旋转运动, 而同 H 呈现平行状态。另外, 当 $\alpha = 1$, τ 取最小时, 不难得知, M 将以最快的速度同 H 呈现平行状态。假如磁化强度是处在物质内部, 能量 E 还将包括各向异性能和退磁场能等。因此, 除非是在特殊的情况下, 一般很难对式 (2.61) 进行求解。

三、畴壁运动

如图 30 所示, 假设是一个单轴样品, 其易磁化轴处在 z 方向上, 畴壁平面同 xz 面平行, 其中心坐标 $y = s$ 。下面就来研究, 当在 z 轴方向上加入磁场时, 畴壁的运动状态。如果采用极坐标 θ , φ 表示图 30 中的磁化强度的方向, 在静止的畴壁上, 并不产生退磁场, $\varphi = 0$ 。若在 $t = 0$ 时刻施加外磁场, 磁畴内的磁化强度并不受转矩作用, 即 $\mathbf{T} = \mathbf{M} \times \mathbf{H} = 0$, 只是对畴壁内的磁化强度产生转矩, 即 $\varphi \neq 0$ 。于是在畴壁内部产生了退磁场, 该场除了抑制磁化强度绕着外加磁场 H 的进动之外, 将促使

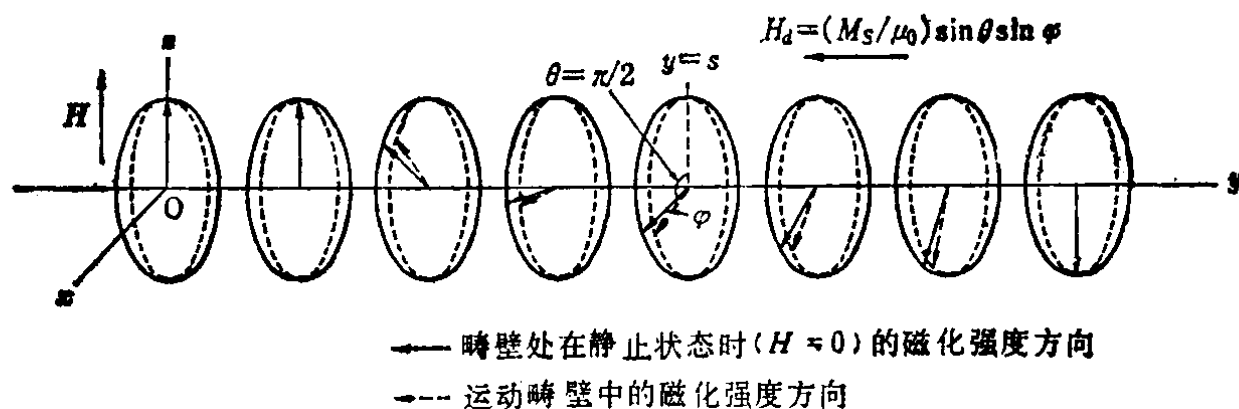


图2.30 处于静止的和移动状态的畴壁中, 磁化强度的分布

磁化强度绕着退磁场本身形成新的进动。由于后一种作用, 使磁化强度转向平行于外加磁场的方向上去。若从畴壁的外面观察这一过程, 就会发现, 畴壁的中心 s 向右方移动。下面将在这种定性考虑的基础之上, 加以定量的处理和研究。

处于运动状态下的畴壁能, 除式 (2.28) 所表示的以外, 还

需要考虑塞曼能和退磁场能, 于是得到下式*

$$\sigma_w = \int_{-\infty}^{\infty} \left[K_s \sin^2 \theta + A \left\{ \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right\} - M_s H \cos \theta + \left(\frac{M_s^2}{2\mu_0} \right) \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \right] dy \quad (2.69)$$

当畴壁处在匀速运动的状态时, 若以畴壁中心处为原点, 并且是处于运动状态的坐标系中, 可以观察到畴壁结构是确定不动的。依据损耗机理, 将消耗掉塞曼能, 从而对畴壁将产生一定的推动力。设 $\partial \varphi / \partial y = 0$, 并消掉公式中的塞曼项。然后利用其他三项和的积分取极小值的条件, 就可以确定出动态条件下畴壁的结构来。采用 § 2-3 四的相同处理方法, 可得到如下结果。

$$\theta = 2 \tan^{-1} \left\{ \exp \left(\frac{y-s}{\Delta} \right) \right\} \quad (2.70)$$

$$\Delta \equiv \Delta_0 \left(1 + \frac{\sin^2 \varphi}{\varphi} \right)^{-1/2} \quad (2.71)$$

将式(2.63)代入到式(2.61)中, 当分开书写 i_θ 和 i_φ , 则可得出下列二式:

$$\frac{\delta E}{\delta \varphi} = - \frac{M_s}{|\gamma|} \sin \theta \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + a \sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) \quad (2.72 a)$$

$$\frac{\delta E}{\delta \theta} = \frac{M_s}{|\gamma|} \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} - a \frac{\partial \theta}{\partial t} \right) \quad (2.72 b)$$

为把上式化成畴壁运动方程式, 利用 $\sigma_w = \int_{-\infty}^{\infty} E dy$ 关系和式(2.69)、式(2.70)进行改写(参考[例题 6]), 得到,

$$\frac{ds}{dt} - a \Delta \frac{d\varphi}{dt} = \frac{M_s |\gamma| \Delta}{2\mu_0} \sin 2\varphi \quad (= 2\pi M_s |\gamma| \Delta \sin 2\varphi \text{ cgs}) \quad (2.73 a)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} + \frac{a}{\Delta} \frac{ds}{dt} = |\gamma| H \quad (2.73 b)$$

式(2.73)就是所要求的畴壁运动方程式。

在匀速运动的情况下, 由于 $\frac{d\varphi}{dt} = 0$, 因此利用式(2.73 b)

* 由于该式的推导比较困难。因此, 读者若需要, 请参考其他有关书籍。

可直接得到畴壁运动速度 v 的表达式, 即

$$v = \frac{ds}{dt} = \frac{\Delta |\gamma| H}{\alpha} = \mu_w H \quad (2.74)$$

不难看出, 畴壁运动速度 v 和驱动磁场 H 成正比。其中比例系数 μ_w 称之为畴壁移动度, 同 Δ , γ 成正比, 同 α 成反比。对磁场强度用起动临界磁场 $\alpha M_s / 2\mu_0 (= 2\pi \alpha M_s \text{ cgs})$ 进行规范化处理, 并且用 h 表示, 可得到 $h \equiv 2\mu_0 H / 2M_s (= H / 2\pi \alpha M_s \text{ cgs})$ 。当畴壁处于匀速运动时, 在畴壁中的磁化强度倾斜角度 φ , 及畴壁宽度参量 Δ , 可由下式给出

$$\sin 2\varphi = h, \quad \Delta = \Delta_0 \left(1 + \frac{1 - \sqrt{1 - h^2}}{2Q} \right)^{-1/2} \quad (2.75)$$

当 $h > 1$ 时, 不能用式(2.75)。其原因是在这种情况下, $d\varphi/dt = 0$ 的稳定条件不成立。当驱动磁场 h 比较小, φ 也比较小的情况时, 式(2.73 a)中可取 $\sin 2\varphi \approx 2\varphi$ 近似关系, 并且同式(2.73 b)进行组合后可得:

$$m_w \frac{d^2 s}{dt^2} + \beta \frac{ds}{dt} = 2M_s H \quad (2.76)$$

$$\text{式中 } m_w \equiv \frac{2(1 + \alpha^2)\mu_0}{r^2 \Delta} \quad (= (1 + \alpha^2)^2 / \pi \gamma^2 \Delta \text{ cgs}) \quad (2.77)$$

称之为畴壁的有效质量。而

$$\beta = \frac{2\alpha M_s}{|\gamma| \Delta} \quad (2.78)$$

称为畴壁阻尼系数。

四、磁畴的运动

正如第6章中所讲到的, 在磁泡存储器中, 可以传送磁畴, 做成延迟回路, 并且在这种存储器上存储信息。因此, 在这种场合下, 磁畴的传送速度将取决于存储器的动作速度的高低。因此, 人们非常关心磁畴的动态特性。首先来研究关于直线状的孤立带状磁畴的运动问题, 因为这个问题从理论上进行研究是比较容易的。

在图 2.31 中表示出了孤立带状磁畴的情况。在单轴性的薄膜样品中($Q > 1$), 若易磁化轴同薄膜表面相垂直, 并在该轴方向上加上一个适当的偏磁场, 这时, 磁畴将处在稳定的状态。但是, 如果偏磁场具有一定的梯度场, 并且施加在与磁畴长度相互垂直的方向上时, 磁畴将沿着偏场降低的方向移动。首先来考虑匀速运动的情况。

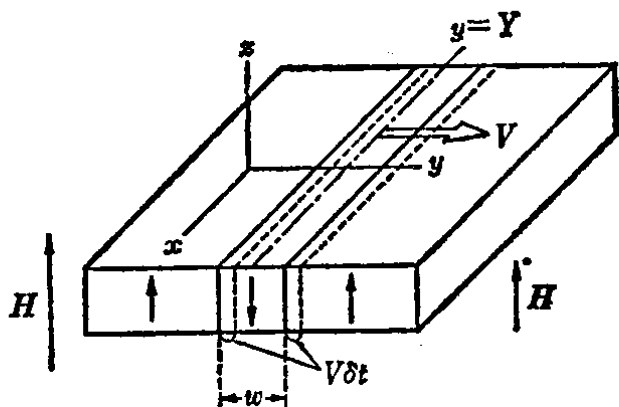


图2.31 孤立带状畴的运动: 若在和磁壁长度方向(x)相垂直的方向上(y), 加上具有梯度的偏磁场, 磁畴将沿着梯度场降低的方向移动

忽略式(2.76)中的惯性项, 同时考虑到畴壁矫顽力效应, 并加以改写, 可得出下式

$$\beta \frac{ds}{dt} + 2 M_s H_s = 2 M_s H \quad (2.79)$$

如图 2.31 所示, 设畴壁与 xz 面平行, 磁场梯度处于 y 方向上。当带状磁畴以恒定速度 V 沿 y 方向移动时, 畴壁移动速度 ds/dt 将等于 V 。而在 δt 秒内, 磁畴的前面和后面的畴壁所消耗的能量 $W_i \delta t$, 等于在式(2.79)的左边乘上移动距离 $V \delta t$ 并扩大 2 倍的大小, 则

$$W_i \delta t = (2\beta V^2 + 4 M_s H_s V) \delta t \quad (2.80)$$

另外, 加入磁场以后, 引起能量的增加量 $W_i \delta t$, 可以从式(2.79)的右边得到。要注意磁畴的前进方向上, 前面为负, 后面为正, 则

$$\begin{aligned} W_i \delta t &= 2 M_s \left\{ -H \left(Y + \frac{w}{2} \right) + H \left(Y - \frac{w}{2} \right) \right\} V \delta t \\ &= 4 M_s \delta H V \delta t \end{aligned} \quad (2.81)$$

式中, Y 是磁畴中心处的坐标, w 是磁畴宽度, $\delta H \equiv - (dH/\delta y) \times w/2$ 为驱动磁场。在匀速运动的情况下, 由于 $W_i = W_i$, 因此由式(2.80), 式(2.81)可以得到

$$V = \frac{2M_s(\delta H - H_c)}{\beta} = \mu_w(\delta H - H_c) \quad (2.82)$$

实际上，在磁泡装置使用石榴石薄膜的情况下，当 δH 在很小的区间内， V 同 δH 呈线性地增加。但在此理论上预测到的驱动临界磁场，要在小得多的地方，达到极大值之后就急速地衰减下来。引起这一过程的物理效应是，当在畴壁中发生均匀的磁化强度转动，将使退磁能变大。因此，开始是从薄膜表面处，磁化强度依次转动，在两维畴壁中形成一维的畴壁（布洛赫线），而后开始移动，进而消失（破灭）（参考第 6 章）。

和孤立的带状磁畴存在的条件相比较，如果稍微增大偏磁场，就会得到如图 2.32 所表示的柱状泡畴。当加上具有一定梯度的偏磁场时，就可以进行传送。计算这个磁泡畴传送速度稍微麻烦一些。但是，在推导方法上和带状畴的情况是相同的，因此若采用与之相同的方法进行推导，可以得到

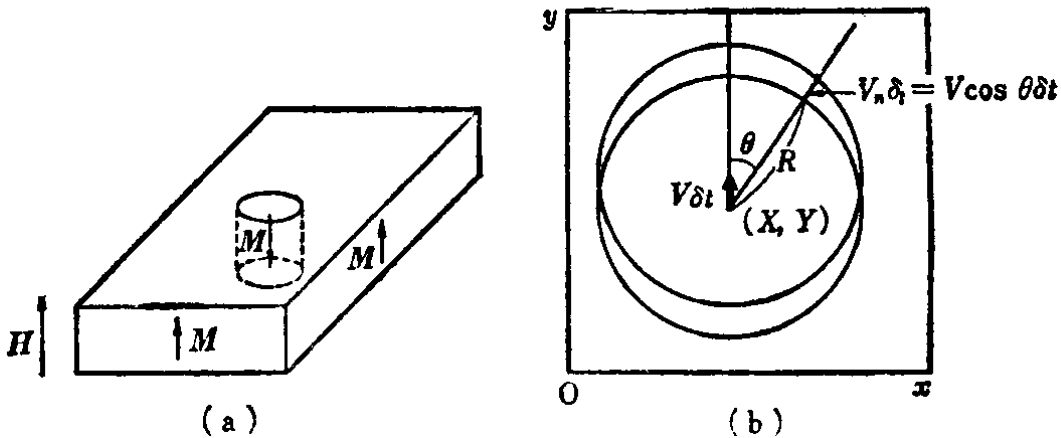


图2.32 泡畴 (a) 和它的移动：泡畴沿着偏磁场 H 减弱的方向移动。即 $V \parallel -\nabla H$

$$V = \frac{\mu_w}{2} \left(\delta H - \frac{8 H_c}{\pi} \right) \quad (2.83)$$

式中， δH 称之为驱动磁场，利用磁泡径和磁场梯度的乘积来定义。由上式可见，磁泡畴的传送速度也同 δH 呈线性增加，有效矫顽力等于平面畴壁情况下矫顽力 H_c 的 $8/\pi$ 倍。和带状磁畴的场合相同，如果随着布洛赫线的产生、运动、消失过程的发生， δH 增大的话，则 V 将达到饱和值。但是，比起带状磁畴的

情况，布洛赫线的行为将变得更加复杂。关于这个问题的更详细的解释，放在第6章里了。

〔例题4〕 试推导作用在磁化强度上的力矩表达式(2.63)。

(略解) 在磁势为 φ_m 的空间中，存在着磁化强度为 M 时，按照电磁学中给出的结果，可用下式表示能量 E 和 T 之间的关系。

$$E = M \cdot \nabla \varphi_m \quad T = -M \times \nabla \varphi_m$$

如果采用图2.28所示的极坐标系，由上面第一个式子可得，

$$E = M_r \frac{\partial \varphi_m}{\partial r} \quad \text{即} \quad \varphi_m = \frac{r}{M_r} E(\theta, \varphi)$$

将该结果代入上面的 T 的表达式中，则

$$\begin{aligned} T &= \frac{M_r}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial \varphi_m}{\partial \varphi} i_\theta - \frac{M_r}{r} \cdot \frac{\partial \varphi_m}{\partial \theta} i_\varphi \\ &= \frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial E}{\partial \varphi} i_\theta - \frac{\partial E}{\partial \theta} i_\varphi \end{aligned} \quad (2.84)$$

在式(2.63)中，用变分代替偏微分，所得到的结果就是畴壁移动的表达式。 T 并不是由 E 确定出来，而是由 $\sigma_w = \int E dy$ 的极小值条件定出（参考§2-5的四）。

〔例题5〕 在 z 方向上，有一个很强的直流磁场 H ，在与该磁场 H 相垂直的方向上，加上一个微弱的高频磁场 $h = h_{x0} e^{j\omega t} i + h_{y0} e^{j\omega t} j$ 。试研究在这种情况下，磁化强度的均匀运动规律。假如把这个高频成分写成 m ，并用 X 表示张量磁化率，试求 $m = X \cdot h$ 表达式，并且求出 X 的各个分量（ i, j, k 为直角坐标系中的单位矢量）。

(略解) 将 $H = h_{x0} e^{j\omega t} i + h_{y0} e^{j\omega t} j + H k$ ， $M \approx m_{x0} e^{j\omega t} i + m_{y0} e^{j\omega t} j + M k$ ，代入到式(2.65)中，并略去 m, h 的二次微小项，则得

$$\begin{aligned} j\omega m_{x0} - (\omega_0 + j\alpha\omega) m_{y0} &= -|\gamma| M_r h_{y0} \\ (\omega_0 + j\alpha\omega) m_{x0} + j\omega m_{y0} &= |\gamma| M_r h_{x0} \end{aligned}$$

式中， $\omega_0 = |\gamma| H$ 。求解上面方程式，得

$$\begin{pmatrix} m_{x0} \\ m_{y0} \\ m_{z0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_{x0} \\ h_{y0} \\ h_{z0} \end{pmatrix} \text{ 即}$$

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

式中

$$\chi = \frac{(\omega_0 + ja\omega) |\gamma| M_s}{(\omega_0 + ja\omega)^2 - \omega^2} \quad \kappa = \frac{\omega |\gamma| M_s}{(\omega_0 + ja\omega)^2 - \omega^2}$$

〔例题6〕 试推导Slonczewski方程式, (2.73)式。

(略解) 由式(2.70)可得 $dy = (\partial y / \partial \theta) d\theta = (\Delta / \sin \theta) d\theta$, $\partial \theta / \partial t \approx -(\sin \theta / \Delta) (ds / dt)$ 。利用该结果, 由式(2.72 a)可得

$$\begin{aligned} \frac{\delta \sigma_w}{\delta \varphi} &= \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\delta E}{\delta \varphi} \right) dy = -\frac{M_s}{|\gamma|} \int_{-\infty}^{\infty} \sin \theta \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + a \sin \theta \right) dy \\ &= -\frac{M_s \Delta}{|\gamma|} \int_0^\pi \left(-\frac{1}{\Delta} \cdot \frac{ds}{dt} + a \frac{d\varphi}{dt} \right) \sin \theta d\theta \\ &= \frac{2M_s}{|\gamma|} \left(\frac{ds}{dt} - a \Delta \frac{d\varphi}{dt} \right) \end{aligned}$$

另外, 利用式(2.69), 考虑到 $\partial \varphi / \partial y = 0$, 并且由于 $\delta E / \delta \varphi = \partial E / \partial \varphi = (M_s^2 / 2\mu_0) \sin^2 \theta \sin 2\varphi$, 则

$$\begin{aligned} \frac{\delta \sigma_w}{\delta \varphi} &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta E}{\delta \varphi} dy = \left(\frac{M_s^2 \Delta}{2\mu_0} \right) \sin 2\varphi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \\ &= \left(\frac{M_s^2 \Delta}{\mu_0} \right) \sin 2\varphi \end{aligned}$$

若使上面两式相等, 即可得出式(2.73 a)。同理, 可利用(2.72 b)式求出式(2.73 b)来。

§ 2-6 与铁磁性有关的各种物理性质

一、磁致伸缩

当铁磁性物质被磁化时, 其外形将发生微小变化。这种现象

被称为磁致伸缩 (magnetostriction)。下面就来研究一个长度为 l 的长条状的铁磁性物质，当沿着其长度方向进行磁化时，假设从退磁状态起引起伸长量是 δl 。在这种情况下， $\delta l/l$ 和 磁场 H 之间的依赖关系同磁化曲线的变化规律非常接近，如图 2.33 所示。用 λ 表示 $\delta l/l$ 的饱和值，称之为磁致伸缩系数。 λ 可正(伸长)、可负(缩短)。但其绝对值一般低于 10^{-6} 左右。而这种现象对磁畴结构有影响，

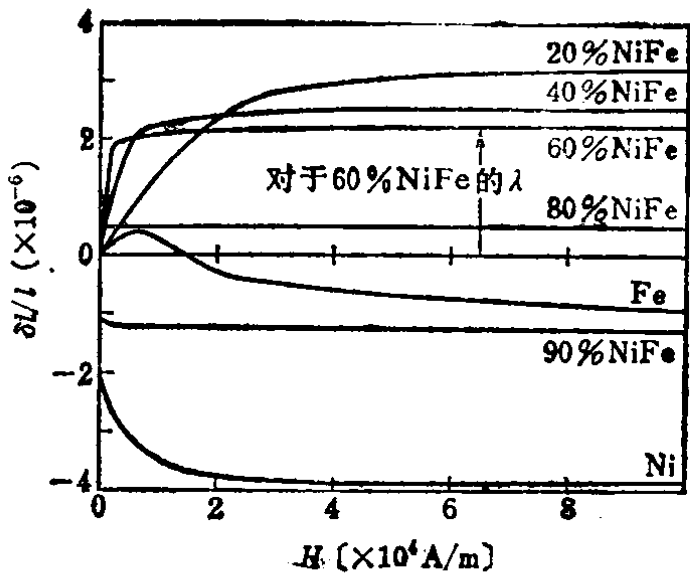


图2.33 NiFe合金多晶物质的磁致伸缩*

通过磁致伸缩逆效应所引起的各向异性，对于磁化特性也将起到很大的影响。磁致伸缩也还会引起电力变压器的噪声，因此这现象在工程上是非常重要的。此外，有些物质的 λ 值可以达到 10^{-6} 的程度，可以直接用来制做超声波发生器件。

通常，磁致伸缩是各向异性的。在单晶体的情况下，如果磁化强度 M 和 $\langle 100 \rangle$ 方向平行，其磁致伸缩系数将写成 λ_{100} ，而把和 $\langle 111 \rangle$ 方向平行的磁致伸缩系数写成 λ_{111} 。假如磁化强度的方向是 $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ ，而磁致伸缩系数的观测方向为 $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ 时，那么在立方晶系的样品中，磁致伸缩系数为，

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\sum_{i=1}^3 \alpha_i^2 \gamma_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} \sum_{i>j} \alpha_i \alpha_j \gamma_i \gamma_j \tag{2.85}$$

如图 2.34 所示，室温条件下的Ni合金磁致伸缩系数绝对值，一般将随着温度的升高而减小，在居里点处变为零。如果处于 $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda$ ，各向同性磁致伸缩的状态时，若磁化强度同观测方

* 取自 Y. Mashiyma, Sci. Rep. Tohoku Univ. 20(1931)574.

向之间的夹角为 θ ，则式 (2.85) 可以改写为下式，

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{3}{2} \lambda \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad (2.86)$$

在多晶样品的情况下，因为结晶方向是无序排列的，这时要用全部 a_i , γ_i 参量的平均值，来求解式 (2.85)，于是可得，

$$\bar{\lambda} = \frac{2}{5} \lambda_{100} + \frac{3}{5} \lambda_{111} \quad (2.87)$$

如果使铁磁性物质发生形变，这样该物质

将发生磁化现象，这就是所谓的磁致伸缩的逆效应。可以计算出，外加作用力时的磁弹性能 E_σ 和同其他磁化方向有关的能量之和的极小值条件出现的方向就是磁化强度所处的方向。例如，在立方型的单晶样品中，若在 $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ 的方向上施加单轴张力 σ 时， E_σ 可写成下式，

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_{100} \sigma \times \left(\sum_{i=1}^3 a_i^2 \gamma_i^2 - \frac{1}{3} \right) - 3 \lambda_{111} \sigma \sum_{i>j} a_i a_j \gamma_i \gamma_j \quad (2.88)$$

式中， (a_1, a_2, a_3) 是磁化强度的方向余弦。在立方系的多晶样品中，张力与磁化强度方向之间的夹角 θ 保持一定，对式 (2.88) 求平均，得，

$$E_\sigma = \frac{3}{2} \bar{\lambda} \sigma \sin^2 \theta + \text{常数} \quad (2.89)$$

该式经常被用来处理由磁致伸缩所引起的感生各向异性的问题。

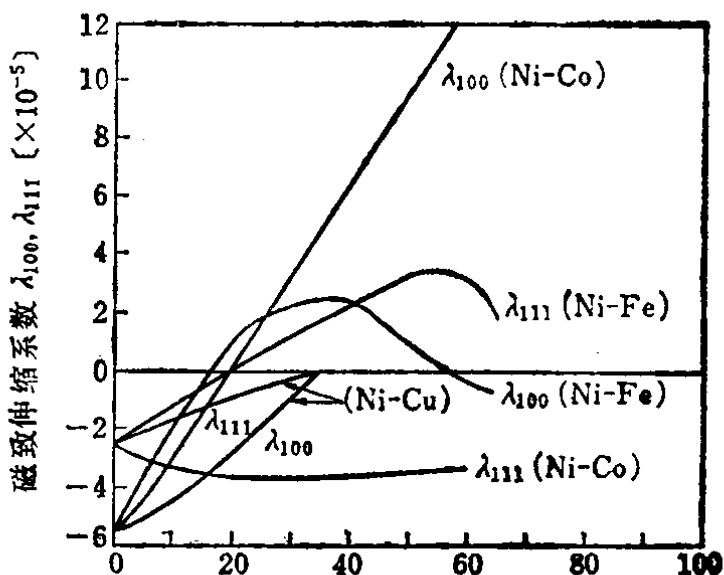


图2.34 在室温条件下，各种镍合金的磁致伸缩系数*

* Ni-Fe; R. M. Bozorth & J. G. Walker; Phys. Rev. 89 (1953) 624, Ni-Co, Ni-Cu; M. Yamamoto & T. Nakamichi; J. Phys. Soc. Jpn. 13(1958)228的数据。

磁致伸缩另外一个逆效应是 ΔE 效应。在固体物质情况下，其杨氏模量 E 用 $\sigma/(\delta l/l)$ 给出。但在铁磁性的物质情况下，被磁化时将出现磁弹性能，由于磁致伸缩现象的存在，将引起附加的 $\delta l/l$ 部分。于是在该过程中，同磁化强度不发生变化的情况相比，杨氏模量将变小，这就是所谓的 ΔE 效应。

截止到上面所讲的磁致伸缩，只是由于磁性物质形状变化所引起的形状磁致伸缩现象。此外还有一种所谓的体积磁致伸缩效应。即当自发磁化发生时，同时会引起物质体积的变化现象。但是，由于这种现象在工程磁学上不怎么重要，因此略去不讲了。在居里点附近，若自发磁化随着温度升高而消失的话，物质的体积将变小。假如这一变化同由晶格振动引起的热膨胀刚好相互抵消，于是可以获得热膨胀系数为零的所谓因瓦合金。

二、电流磁效应

在通有电流的物质中，加上磁场之后所表现出来的效应就叫做电流磁效应。这种效应又分之为霍尔效应和磁电阻效应，前者是一次效应，而后者是二次效应。电流磁效应存在于所有的导体和半导体中，其中把同磁化强度无关的部分称作寻常效应；同磁化强度大小或磁化强度方向有关的部分称之为异常效应。

在铁磁性的物质中，用 E_H 表示霍尔电场，并用 ρ_H 表示霍尔电阻率时，则，

$$\rho_H = \frac{E_H}{J} = R_0 H + \frac{R_1 M}{\mu_0} \quad (= R_0 H + 4\pi R_1 M \text{ cgs}) \quad (2.90)$$

ρ_H 被分成第一项，即寻常霍尔效应和第二项，即同磁化强度 M 成正比的异常霍尔效应两部分。其中 J 是电流密度。如图2.35所示，当磁化达到饱和以前，通常 ρ_H 取决于第二项。在薄膜样品的场合，常常采用霍尔效应测量磁化曲线。异常霍尔效应，除了在极低温度的情况，可以考虑是由传导电子的自旋同轨道之间相互作用所引起的。

把加上磁场后，电阻发生变化的现象称之为磁电阻效应。其中磁场方向平行于电流方向，叫做纵向磁电阻效应；磁场方向垂直

于电流方向时,叫做横向磁电阻效应。在电流磁效应中,寻常霍尔效应是各向同性的,与之相比,和磁化强度 M 有关的异常磁电阻效应是各向异性的,它和磁致伸缩酷为相似。例如,在立方晶系的单晶样品中,磁化强度和电流的方向余弦分别为 α_i, β_i ($i = 1, 2, 3$), 可得出下式,

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = k_1 \times \left(\sum_{i=1}^3 \alpha_i^2 \beta_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 2k_2 \sum_{i>j} \alpha_i \alpha_j \beta_i \beta_j + \dots \quad (2.91)$$

式中, $\rho_0, \Delta\rho$ 分别表示在 $H = 0$ 时, 电阻率的数值, 和加入磁场时的电阻的变化。 k_1 和 k_2 为异常磁电阻系数, 表征物质性质的常数。明显可见, 利用这个公式求出 $\rho(\alpha_i, \beta_i) = \Delta\rho + \rho_0$, 如果使磁化强度和电流之间的夹角 θ 保持一定, 并取其平均, 于是可以得到多晶样品的磁电阻的各向异性, 即,

$$\begin{aligned} \rho(\theta) &= \rho_{\perp} \sin^2 \theta + \rho_{\parallel} \cos^2 \theta \\ &= \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta \end{aligned} \quad (2.92)$$

式中, $\rho_{\perp}, \rho_{\parallel}$ 表示物质性质的系数。做为一个实际例子, 在图 2.36 中表示出了多晶 Ni 合金的磁电阻效应。在具有单畴结构的多晶样品中, 例如在磁性薄膜的情况下, 利用上面式子, 可以通过磁电阻分析出磁化过程。还有, 通过这个效应, 很容易检测出微弱的磁场的存在。因此, 在坡莫合金的情况下, 可以把磁电阻效应做

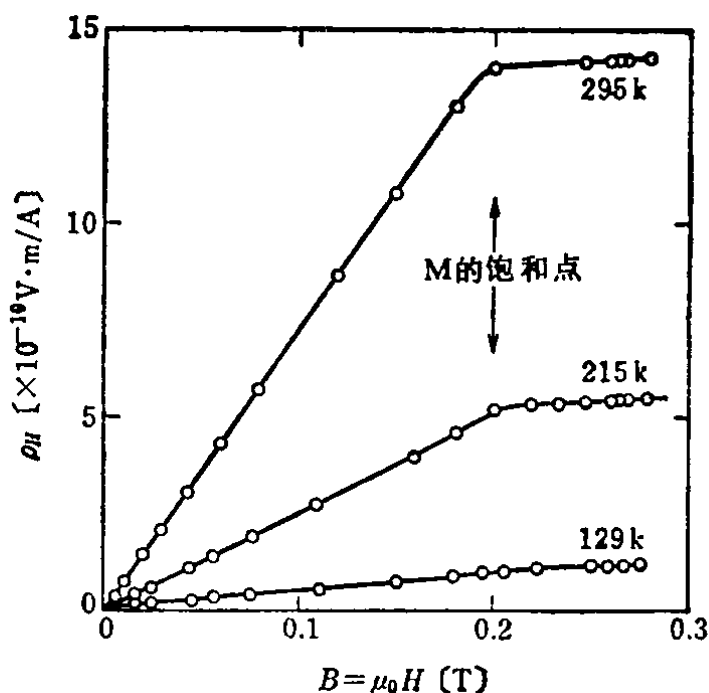


图2.35 Fe的霍尔效应;
 $M < M_s$ 的部分, 主要是
取决于异常部分*

* N. V. Volkenshtein et al.; Soviet Physics JETP, 11(1960)48.

为磁泡的检测器来使用。异常磁电阻效应也起源于自旋轨道之间的相互作用。

此外，还存在着如下现象，即伴随着自发磁化的出现，引起电阻的变化（对应着体积磁致伸缩）；随着强磁场所引起的自发磁化的增强，出现强制形磁电阻效应（对应着强制形磁致伸缩）等等，这种情况和磁致伸缩是相同的。但是，在工程上几乎还没有被利用。

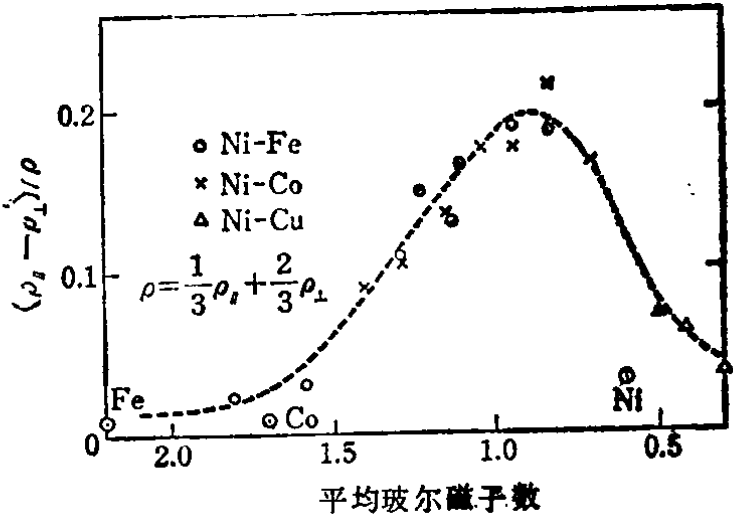


图2.36 在20 K时，多晶Ni合金的异常磁电阻效应*

关于电流磁效应，除了上述的一些现象之外，还有能产生温差现象的艾廷豪森效应及能斯脱效应。在物理学上，做为同样的输运问题来处理这种热流磁效应。但是，因为这种效应还很少在工程上应用，所以本书中就不做介绍了。

三、磁光效应

光一边穿过铁磁性物质，一边被铁磁性物质反射时，由于自发磁化的存在而引起的光学现象，统称为磁光效应。众所周知，在磁光效应中，有磁性法拉第效应、科登·冒登效应、磁圆二色性和克尔效应等。

如图 2.37 (a) 所示，当线偏振光沿着磁化的方向传播时，偏

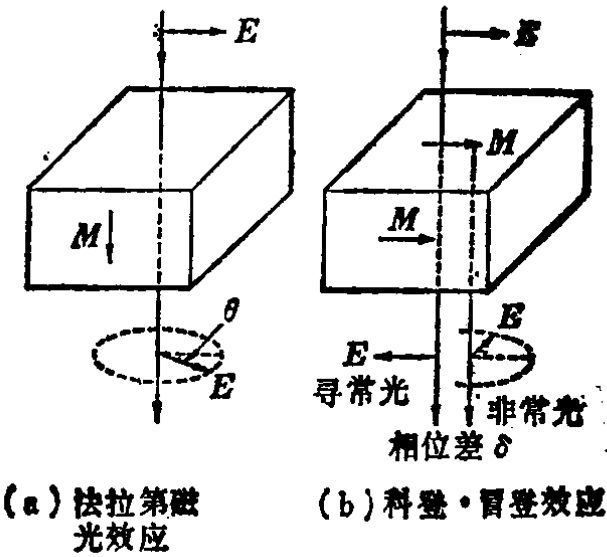


图 2.37

* J.Smit, Physics, 17(1951)612.

振面发生偏转, 该现象称做法拉第效应。偏振面的旋转, 使线偏振分成两个圆偏振光时, 一个同磁化强度的进动方向相同, 其折射率为 n_+ ; 一个同磁化强度的进动方向相反, 其折射率 n_- 。偏振光的旋转角等于,

$$\theta(\omega) = \frac{\omega l}{2c} (n_- - n_+) \quad (2.93)$$

式中, ω 是光的频率, l 是磁性体的长度, c 是光速。另外, 光的吸收情况也随着圆偏振光的旋转方向不同而异, 把这种现象称做磁圆二色性。假如存在着磁圆二色性, 而入射光是一束线偏振光就会逐渐地变成椭圆偏振光。当用 κ_+ , κ_- 表示折射率的虚部时, 椭圆偏振光的椭圆率 Δ (长轴和短轴之比) 为,

$$\Delta = -\tanh \left\{ \frac{\omega l}{2c} (\kappa_+ - \kappa_-) \right\} \quad (2.94)$$

另外, 如图 2.37(b) 所示, 光线偏振光垂直于磁化方向透射时, 光波的电矢量将分成两束, 一束与磁化强度平行, 即寻常光; 一束与磁化强度方向相垂直, 即非常光。其间的相位差为,

$$\delta = \frac{\omega l}{c} (n_{\parallel} - n_{\perp}) \quad (2.95)$$

形成双折射。这就是所谓的科登·冒登效应。其中, n_{\parallel} 、 n_{\perp} 分别为寻常光和非常光的折射率。

如图 2.38 所示, 当线偏振光被铁磁性物质反射时, 其偏振

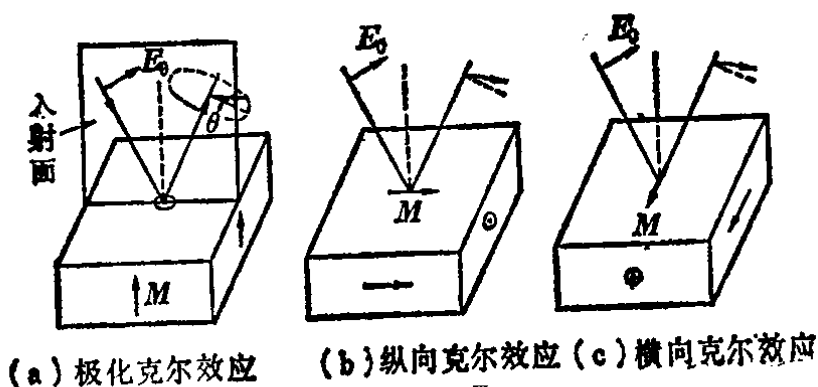


图2.38 磁光克尔效应

面要发生偏转, 这就是所谓的克尔效应。克尔效应分为三种情况: 图(a)极化克尔效应; 图(b)纵向克尔效应; (c)横向克尔效应。

讨论磁光效应的机制是相当困难的，在此略去不予讨论了。其中介电系数是起源于同自旋有关的张量特性。依据法拉第及克尔效应，采用偏光显微镜，可以观察铁磁性物质中的磁畴，另外还可以推广用来测量磁化曲线。在微波频段，可用来制作非互易器件（回转器、隔离、环行器）。今后，光通信发展起来，很有可能用于光调制器件的制作上。

四、磁热效应

在磁性体上一加上磁场，一般施加很弱的外场，就会引起磁性体的温度升高或者下降，把这种现象叫做磁热效应。在铁磁性物质中，伴随着磁化过程的发生直至达到饱和为止，其温度的变化为 10^{-3}°C 或更小些。由于强磁场的作用，在使饱和磁化强度增加的情况下，在居里点附近，可使温度发生 $1\sim 2^{\circ}\text{C}$ 的变化，如图 2.39 所示。处于绝热状态下的铁磁性样品，设其温度上升为 δT ，可以得到，

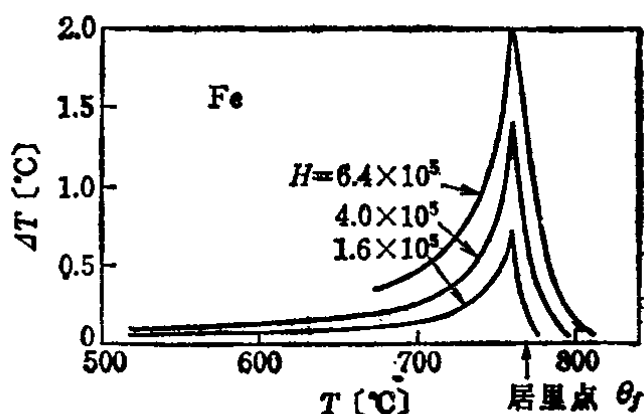


图2.39 Fe的磁热效应*

$$\delta T = \begin{cases} \frac{3\theta_f B'_f(x)}{\rho C_H \{T - 3\theta_f B'_f(x)\}} M \delta H & T < \theta_f \quad (2.96) \\ \frac{T \theta_f}{\rho C_H (T - \theta_f)^2} \cdot \frac{1}{2w} \delta H^2 & T > \theta_f \quad (2.97) \end{cases}$$

其中， ρ 是磁性体样品的密度， C_H 表示 H 为一定时的样品比热， B'_f 是布里渊函数的一阶微分， w 是外斯分子场系数。在该式中， $T = \theta_f$ 时的 ΔT 并不清楚，因此，在图 2.39 中作为一个实际例子，表示出了 Fe 的磁热效应。

在居里点附近，自旋是有序的，但随着温度的升高，自旋有序性迅速消失。因此，样品的内能将增加，从而表现出异常的磁

* 取自 H. H. Potter, Proc. Roy. Soc., 146 A (1934) 362.

性比热 C_M 。 C_M 由下式给出,

$$C_M = -wM \frac{\partial M}{\partial T} \quad (2.98)$$

磁热效应在工程上并没有被采用,但在物理性质上是一种非常有趣的现象。因此对它进行了广泛的研究。此外,利用顺磁性盐类的绝热去磁现象所形成的温度下降效应,在实验室中,可以用来实现1K以下的超低温。

练 习 题

〔1〕 计算式(2.7),并表示出式(2.8)所给出的布里渊函数。

〔2〕 分别求出三价钐离子($\text{Sm}^{3+}; 4f^5$)和二价铬离子($\text{Cr}^{2+}; 3d^4$)的原子磁矩。

〔3〕 金属钴的原子磁矩为 $1.72m_B$,试求出在0K时的自发磁化强度(原子量:58.9,密度:8.9 g/cm³)。

〔4〕 式(2.28),当 $k_1 < 0$, $k_2 = 0$ 时,试求出易磁化轴为 $\langle 111 \rangle$ 。

〔5〕 试计算,当 $A = 2 \times 10^{-12} \text{J/m}$, $K_u = 2 \times 10^8 \text{J/m}^3$ 时,180°布洛赫畴壁能 σ_w 及畴壁宽 $\pi\Delta_0$ 。

〔6〕 当 $K_u = 1.5 \times 10^3 \text{J/m}^3 = 1.5 \times 10^4 \text{erg/cm}^3$, $M_s = 2.2 \times 10^{-2} \text{T} = 17.5 \text{Gs}$, $\sigma_w = 2.5 \times 10^{-4} \text{J/m}^2 = 0.25 \text{erg/cm}^2$, $t = 6 \times 10^{-6} \text{m} = 6 \mu\text{m}$ 时,试求出品质因数 Q ,特征长度 l 。另外,用式(2.31),式(2.32),式(2.36),求出能量 E_A , E_B , E_C 。并在确定能实现带状畴的情况下,求出带状畴的宽度 w 。

〔7〕 在单轴各向异性的样品中,请用式(2.51)给出,使磁化强度发生转动时的磁场阈值。

〔8〕 在初始导磁率的区间内,磁化曲线可近似表示成,

$$M = (\chi_i + \eta H_m) H \pm \frac{1}{2} \eta (H^2 - H_m^2) \quad (\text{其中 } -H_m < H < H_m)$$

式中, η 是个常数,称为雷利系数。另外,正负符号中的正号和负号分别表示磁场增加和减小时的情况。用这个式子试计算磁滞损耗及 $\tan\delta$ 。

〔9〕 某种磁泡材料,当 $M_s = 0.01 \text{T} = 8 \text{Gs}$, $g = 2$, $\alpha = 0.20$, $\Delta \sim \Delta_0 = 10^{-7} \text{m} = 1000 \text{\AA}$, $H_e = 40 \text{A/m} = 0.5 \text{Oe}$ 。试计算平面畴壁的移动度 μ_w 及当用 $\delta H = 4 \times 10^2 \text{A/m} = 5 \text{Oe}$ 磁场驱动时,磁泡的移动速度。另外求出驱动临界磁场和临界速度是多大?

〔10〕 将物质按磁性分类，试说明各种磁性的概况。

〔11〕 试说明影响铁磁性物质的磁性结构的各种因素。

〔12〕 解释下列各种概念：

居里-外斯定律，亚铁磁性，斯莱特·泡林格曲线，磁各向异性，布洛赫壁，初始导磁率，铁损，磁致伸缩，异常霍尔效应，磁光克尔效应。

参 考 文 献

- 1) 近角聡信：強磁性体の物理（上），物理学選書4，裳華房（1970）
- 2) 近角，橋口福：物質の磁氣的性質，材料科学講座 17，朝倉書店（1968）
- 3) 内山晋，増田守男：磁性体材料，電気電子工学大系 30，コロナ社（1980）
- 4) 近角・太田・安達・津屋・石川編：磁性体ハンドブック，朝倉書店（1975）

第三章 磁性材料

在本章中，首先讲解的是在磁性应用的领域里被广泛采用的高磁导率、高矫顽力材料；随后，为了从原理上理解高导磁、高矫顽力性质的含意以及如何获得高磁导率、高矫顽力的性质，将讲解各种材料的特性，以及从使用观点出发所必须考虑的问题和测量磁性的方法。接着，概略地介绍目前大量使用的，主要的磁记录、记忆材料的特性和发展动向。最后简要地介绍前面几节没有提到的结晶磁性材料和 1970 年以后才出现的非晶态材料的发展动向等。

§ 3-1 高磁导率材料

一、高磁导率材料的性质及其获得

所谓高磁导率材料，指的是磁导率大约在 10^2 以上的铁磁性材料。也称之为软磁性材料。

通常要求高导磁材料具备下列特性：

- (1) 高饱和磁通密度 B_s 。
- (2) 低矫顽力 H_c 。磁导率 μ 要高，磁滞损耗要低。
- (3) 高电阻率 ρ ，在交变磁场中磁损要小。

1. 提高饱和磁通密度的方法 为了提高 B_s 值，必须选择高饱和磁化强度 M_s 的材料，即每个原子中的磁矩要大。在选择中，只要按照斯莱特-泡林格 (Slater-Pauling) 曲线就可以。假如从这个曲线出发，想获得高饱和磁通密度的材料，在允许的前提下提高磁性合金和化合物中的铁的浓度和添加 Co，是个有效的方法。

2. 降低矫顽力，提高磁导率的方法 不难理解，从静态磁化过程出发下述方法是合适的。从根本上讲，采用控制合金及化

合物的组成来提高 M_s ，降低各向异性常数 K 和饱和磁致伸缩系数 λ_s 。其次，可以采用提高材料纯度，用适当的机械加工和热处理方法，获得良好的结晶取向或磁畴取向，进而再减少杂质，气孔和内部形变（应力）。这样可以使 W_h 降低。

3. 降低磁损耗的方法 在交变磁场中，磁损耗分为磁滞损耗 W_h 、涡流损耗 W_e 和剩余损耗。从经典的涡流损耗考虑，欲降低 W_e 损耗可通过控制材料的组份来提高材料本身的电阻率 ρ ，另外还可以将材料做成片状或根据情况将材料制成粉状微粒，在使用时相互间进行绝缘处理。从畴壁运动造成涡流损耗的观点出发，为了降低 W_e 值，只要通过增加材料中张力以提高畴壁数量就可解决。

剩余损耗是由于磁后效引起的磁化滞后，磁矩共振等效应所产生的。基于这种认识，剩余损耗在很大程度上依赖于材料的种类和激励的条件。因此，尚不能讲述降低这类损耗的一般方法。但是，如果我们能够理解了这些损耗产生的机制，显然就会得到降低这类损耗的方法了。

二、磁性钢片及硅钢片

1. 概述 磁性钢片和硅钢片统称为电工钢片，它是制造电气设备的基础材料之一。现将目前使用着的电工钢片的种类、成分、厚度、用途、规格归纳整理列成表 3.1。

表3.1 电工钢片的种类

种 类	Si〔%〕	厚度〔mm〕	用 途	JIS
小型电机用磁性钢片	0	0.5, 0.65	电动机	C 2554(1975)
磁极用钢片	0	1.6, 3.2	旋转电机	C 2555(1975)
冷轧硅钢片	1.5~3.0	0.35, 0.50, 0.65	旋转电机等	C 2552(1978)
趋向硅钢片	3.0	0.30, 0.35	变压器等	C 2553(1975)

为了有助于从基本的观点理解电工钢片的磁性，在图 3.1 中表示出了 B_s 、结晶各向异性常数 K_1 、 λ_s 及 ρ 等参数和 Si 含量的依赖关系曲线。在铁中渗入 Si，会使 K_1 、 λ_s 降低， ρ 提高。

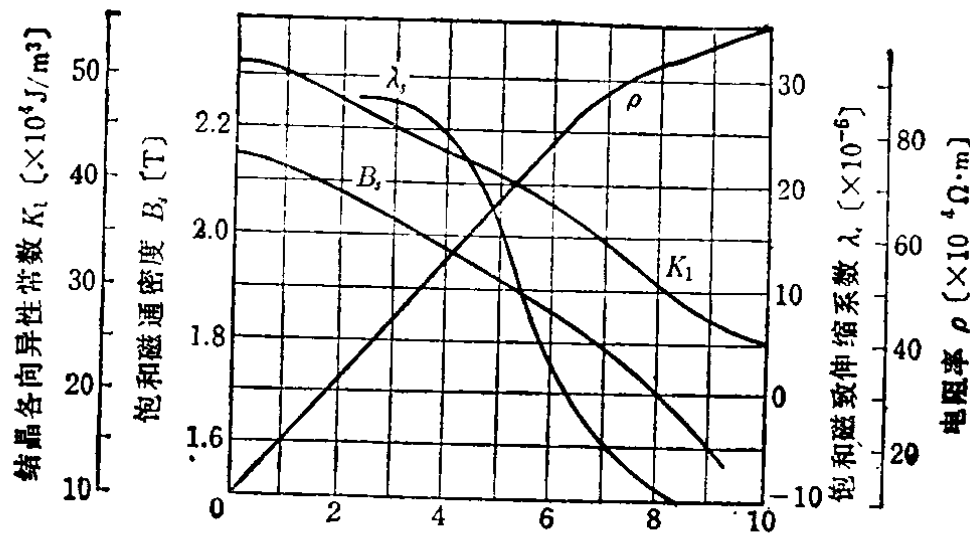


图3.1 硅钢材料的各种电磁系数

因此，对提高磁导率有利。但存在 B_s 下降的问题。

2. 磁性钢片 不含硅的软钢片，即磁性钢片铁损稍高些，但价格便宜。因此，被大量用于家用电器中的小形电机铁芯的制作上。

3. 无趋向硅钢片 这种硅钢片在轧制方向上的磁性质同与之相垂直方向上的磁性质几乎没有区别。截止到本世纪50年代前期为止，市场上出售的无趋向硅钢片都是用热轧法制成的。而现在广泛采用的无趋向硅钢片，则是在 250°C 左右，采用冷轧法并经过适当热处理制成的。由于这种冷轧硅钢片 (JIS C2552) 表面平滑，因此填充率高，而且可以采用连续冲压机加工以提高效率。并且在磁性上也远远超过了以前的热轧硅钢片。表 3.2 中

表3.2 无趋向硅钢片的实例及其磁性 (选自JIS C2552(1978))

种 类		密度 [g/cm ³]	铁损[W/kg] $W_{15/50}$ (以下)	磁通密度[T] B_{50} (以上)
代号	厚度[mm]			
S 12	0.35	7.65	3.10	1.60
	0.50		3.60	
S 18	0.35	7.65	4.40	1.64
	0.50		4.70	
	0.65		5.80	
S 23	0.35	7.75	5.50	1.66
	0.50		6.20	
	0.65		7.70	

[注] (1) $W_{15/50}$ 表示频率为50Hz，最大磁通密度为1.5 T时的铁损。
(2) B_{50} 表示磁化场强度为5000 A/m时的磁通密度。

列举了这类材料的磁学性质实例。

在小型电动机等场合，多采用价格便宜，低品位的 S23 级的钢片。尽管铁损稍高一些，但可以获得高磁通密度。在大型旋转电机或小型变压器的场合，采用低铁损、高品位的钢片。通常，为了提高钢片的电绝缘性、冲压性、焊接性及耐腐蚀性能，和在退火时防止烧附现象，在钢片表面形成一层含由水溶性树脂和铬酸盐化合而成的半有机薄膜。

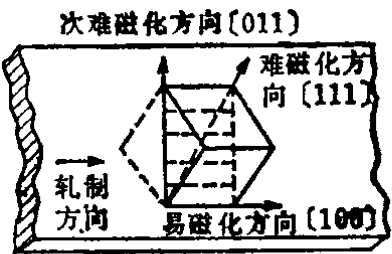


图3.2 趋向硅钢片中的结晶排列情况

4. 趋向硅钢片 如 § 2-4 中所讲过的，Fe 单晶的易磁化方向是〔100〕。因此，在用 Si 置换 Fe 所组成的合金型的硅钢片内，如果使晶粒的易磁化轴整齐地排列在某个特定的方向上，就能在该方向上获得很高的磁导率特性。

从这种认识出发，高斯用热轧法，把含有大约 3% 的硅钢加工成厚度 3mm 左右。然后经中间退火再进行冷轧，压延度为 50~70%，最后在 1100℃ 高温条件下退火，于是得到在轧制方向上具有优良磁性的硅钢片。这种硅钢片是使晶粒的 (110)[001] 方位整齐地排列在轧制的方向上，如图 3.2 所示。如此制成的材料就是趋向硅钢片。其中晶粒方位同轧制方向之间的夹角小于 7°。表 3.3 中列举出了这种材料的磁学性质。

表3.3 趋向硅钢片的实例及磁性 (选自JIS C2553(1975))

种 类		密度[g/mm ³]	铁损[W/kg] W _{17/50} (以下)	磁通密度[T] B ₁₀ (以下)
代号	厚度[mm]			
G09	0.30	7.65	1.83	1.79
G11	0.30		1.62	1.74
	0.35		1.66	
G13	0.35		2.00	1.68

〔注〕 (1) W_{17/50}表示频率为50Hz，最大磁通密度为1.7 T 时的铁损。

(2) B₁₀表示磁场为1000 A/m 时的磁通密度。

趋向硅钢片和无趋向硅钢片相比，铁损非常低。因此，被广泛地作为电力变压器的铁芯使用。其中 0.3mm 厚的钢带是作为

卷芯铁芯使用；0.35mm 的钢带是作为叠片铁芯使用，而 绝大部分的钢带是用来制做大型交流电机的铁芯使用。

晶粒趋向度一提高，通常晶粒要长大，会降低磁滞损耗，但涡流损耗将会增加。如果在晶粒趋向性高的硅钢片上 施加张应力，将使涡流损耗降低，这已为人们所熟知了。因此，在提高结晶趋向性之后，若再使硅钢片表面形成一层张应力很强的绝缘薄膜，就可获得比以往的硅钢片（CGO）*性能更优异的磁性，即所谓高趋向硅钢片。

遵循上述考虑方法，于六十年代后期跃居世界前列的我国很容易地获得了高磁通密度，以至制造并销售出了低损耗的高趋向的硅钢片。高趋向性硅钢片，其各晶粒的（110）[001]方位 同轧制方向平均偏离角度大约为 3° 以内。其磁性的具体例子 列于表 3.4 中。通常这种硅钢片作为超大形电力变压器铁芯使用。

表3.4 高趋向硅钢片的磁性

种 类			密度〔g/cm³〕	铁损〔W/kg〕 $W_{17/50}$ (以下)	磁通密度〔T〕 B_{10} (以上)
新日本制铁	川崎制铁	厚度〔mm〕			
Z 6 H Z 7 H Z 8 H	RG8H	0.30	7.65	1.05以下 1.13以下 1.22以下	1.89以上
Z 7 H Z 8 H Z 9 H	RG9H	0.35	7.65	1.17以下 1.26以下 1.37以下	1.89以上

三、坡莫合金

1. 概述 坡莫合金是铁镍磁性合金的总称。从很早以前，继电工铁板之后就被采用了。同电工钢片相比，坡莫合金的饱和磁通密度较低，但磁导率很高。因为它的价格高，所以主要是作为具有特殊需要的高导磁的铁芯使用。目前在 JIS C2531 中，对广泛采用的铁镍磁性合金板及片形材料的种类、成分、厚度、磁性等做了规定。

为了从基本的观点出发有助于了解坡莫合金的磁学性质，在图 3.3 中列举出了 B_s 、 K_1 、 λ_s 、 ρ 同 Ni 含量的依赖关系曲线。

* CGO: Conventional Grain-Oriented Silicon Steel Strip 的缩写。

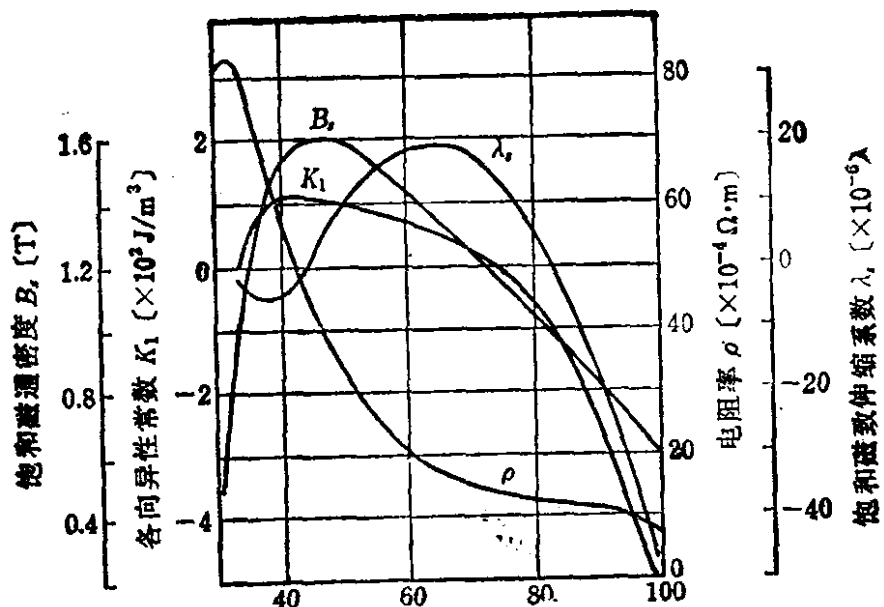


图3.3 Fe-Ni合金的各种电、磁参数

Ni 的含量超过 40% 的合金是一种具有面心立方格的固溶体。当 Ni 含量在 80% 左右, K_1 和 λ_s 的数值几乎变为零, 于是可以获得非常高的磁导率值。

2. 二元系坡莫合金 45~50%Ni-Fe 合金, 具有相当高的初始磁导率, B_s 也比较高。因此, 从很早以前就被用来制做仪器用的变压器, 和通讯设备的变压器。

如果把 50%Ni-Fe 合金, 进行 99% 的冷轧以后, 在 1100~1200℃ 条件下, 施行再结晶热处理, 可以得到 (100)[001] 的结晶趋向。同一般趋向性硅钢片相比, 显示出更尖锐的矩形磁滞回线。由于在轧制方向上以及与轧制方向相垂直的方向上出现易磁化轴。因此, 除了环形磁芯之外, 可以冲制成 U 型磁芯, 用于磁放大器等方面。

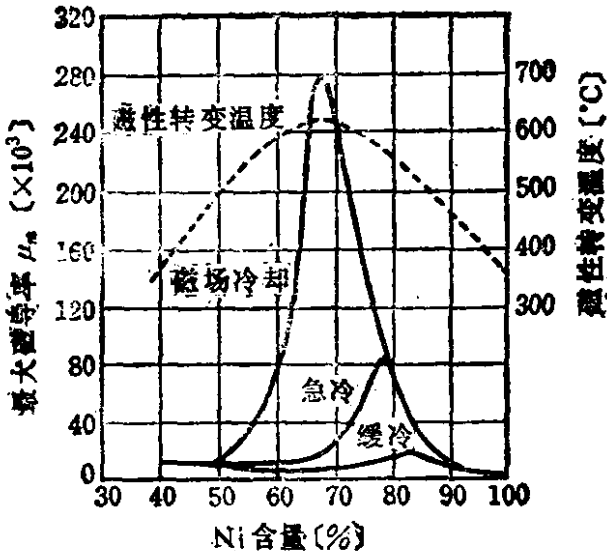


图3.4 使Fe-Ni合金获得最大导磁率的热处理效果*

如图 3.4 所示, 二元系坡莫合金, 随着热处理

* 電気工学ハンドブック, P.489(1978年版)。

条件的不同,磁导率将发生显著的变化。若把 78.5%Ni-Fe 合金退火之后,进行急速冷却,就能显著的提高磁导率。当退火后缓慢冷却,在 490℃以下,将形成规则的 Ni_3Fe 晶格结构。这样会使 K_1 提高,不能获得高导磁率值。但是,如果进行急速冷却,将会阻止规则晶格结构的生成,从而使 K_1 和 λ_1 下降到趋近于零的程度,可以获得非常高的磁导率值。从上图不难看出,在磁性转变温度以上,一边施加磁场,一边进行冷却,可使导磁率获得明显的提高。这时磁滞回线将变成矩形的。把这种现象称做 磁 场 冷 却 效 应。其形成原因认为是生成了单轴各向异性,即 Ni-Fe 原子对在高温条件下以各向异性的形式排列在磁场方向上。

3. 多元系坡莫合金 Fe-Ni 二元合金的电阻率 ρ 比硅钢片的低,为了降低涡流损耗,采用添加 Mo、Cr、Cu 等元素的方法提高坡莫合金的电阻率。若在 79%Ni-Fe 中添加上列元素,就可抑制 Ni_3Fe 有序晶格的形成,这样即使不采取急冷热处理方式,而以适当的速度进行冷却,也可以获得比 78.5%Ni 坡莫合金高

表3.5 坡莫合金的各种性质*

材料名称	成分	热处理	初 始 磁导率 μ_i	最大磁 导率 μ_m	饱和磁 通密度 B_s [T]	矫顽力 H_c [A/m]	居里点 [℃]	电阻率 [$\mu\Omega \cdot$ cm]	密度 [g/cm ³]
45 坡莫合金	45Ni 0.3Mn	1050° 1200°, H ₂	2500 4500	30000 60000	1.5	16 6.4	450	45	8.15
78 坡莫合金	78.5Ni 0.3Mn	1050° + 600° Q	8000	100000	1.03	4	560	16	8.60
	78Ni Mo, Cu	1175°, H ₂	25000 45000	80000 150000	0.7	16 9.6	350	60	8.62
4-79Mo 坡莫合金	79Ni 4Mo 0.3Mn	1100° + C	30000	250000	0.87	12	460	55	8.72
	50%Ni	1200°, H ₂	600	100000	1.55	8	500	40	8.25
	79Ni 5Mo 0.3Mn	1300°, H ₂ + C	100000	800000	0.8	5.6	410	60	8.77

〔注〕 H₂表示氢气, C表示控制冷却速度 Q表示急冷。

出几倍的导磁率值。这类材料适于在高频、低磁通密度的条件下使用。在表 3.5 中列举出了多元系坡莫合金的各种性质，同时还列举了二元系坡莫合金的性质。

四、高磁导率铁氧体

1. 概述 铁氧体是以 Fe_2O_3 为主要成分的亚铁磁性氧化物，是制造电子仪器的基本材料之一。由于这种材料的电阻率高，可以忽略掉涡流损耗，不必像金属材料那样制成薄片状来使用，并且在高频段内也具有高磁导率性质，进行大批量生产时，价格也比较便宜。因此，自 1950 年以来，随着技术的进步获得了迅速的发展。目前，铁氧体被广泛用于如下几个方面，即要求采用高导磁材料的通信设备、收音机、电视机、微波电路中，如下面即将讲到的希望具有良好记录、存储特性的磁记录、存储装置中；或希望具有高矫顽力材料的电子仪器等。在图 3.5 中表示出了高磁导率铁氧体的磁导率值、使用频率和用途等。

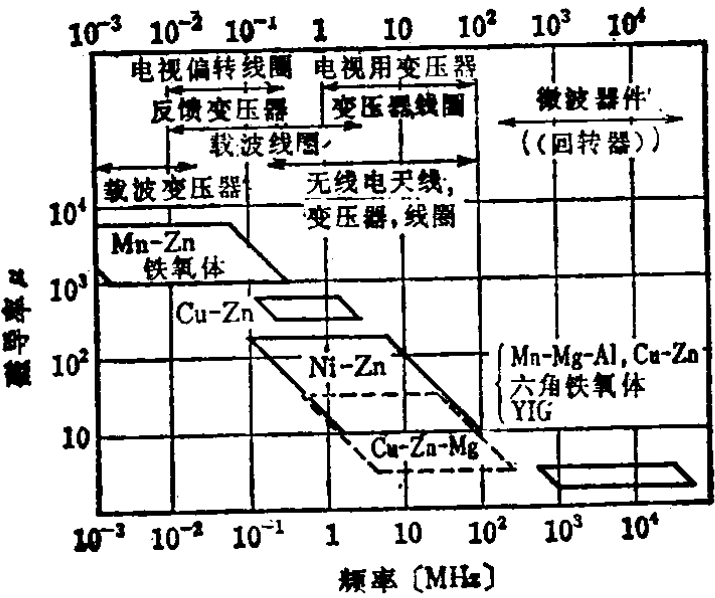


图3.5 高磁导率铁氧体的性质和用途*

2. 高频用铁氧体 在低于 300MHz 的频段，采用的是尖晶石结构的铁氧体。尖晶石铁氧体用 $\text{MO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ (M: 2 价金属离子，主要是 Mn、Fe、Co、Ni、Cu、Mg、Zn 等) 分子式表示，组成如图 3.6 所示的立方型的离子晶格结构。单胞由 8 个分子组成，格点分为三种类型。其中之一，有 32 个点称为 32c 格点，被 O^{2-} 占据；其二，由 16 个格点组成，称为 16d 格点，其最近邻由 6 个 O^{2-} 所包围；其三，由 8 个点组成，称之为 8a 格点，其近邻由 4 个 O^{2-} 所包围。当 8a 被 M^{2+} 占据，16d 位由 Fe^{3+} 占

* 電気工学ハンドブック，P.490(1978 年版)。

据时，叫做正尖晶石型铁氧体，用 $M^{2+}[Fe^{3+}]O_4^{2-}$ 来表示。与之反， Fe^{3+} 占据 8a 位，余下的 Fe^{3+} 和 M^{2+} 占据着 16 d 位，这种称之为反尖晶石型铁氧体，用 $Fe^{3+}[M^{2+}Fe^{3+}]O_4^{2-}$ 表示。

如果在 $MnFe_2O_4$ 这种反尖晶石中固溶有尖晶石型的 $ZnFe_2O_4$ ，可以提高饱和磁化强度，分子比为 0.5 时，可获得最大值。随着居里点向着室温的方向下降，磁导率将增大。依据这一原理制备成了具有

实际使用价值的材料

有 $Mn-Zn$ 、 $Ni-Zn$ 、

$Cu-Zn$ 等复合型铁

氧体。若制成这种类型

的三元系铁氧体化合

物，调整其成分配比，

可以控制 K_1 、 λ 、

和 B 参数值。在某

种组成的情况下，可

使有效磁各向异性常

数趋近于零，从而获

得高导磁率值。

高磁导率铁氧

体，多数情况是使用

它的初始磁导率。从

图3.7 可见， $Ni-Zn$

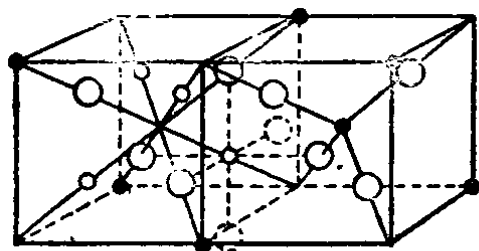
铁氧体的复数磁导率

($\mu^* = \mu' - j\mu''$) 同

频率之间的依赖关系

中，损耗是一定的，并

且很小。但是，当达到



- 氧离子
- ◐ 16 d 位的离子
- 8 a 位的离子

图3.6 尖晶石型铁氧体晶格结构 (1/4单胞)

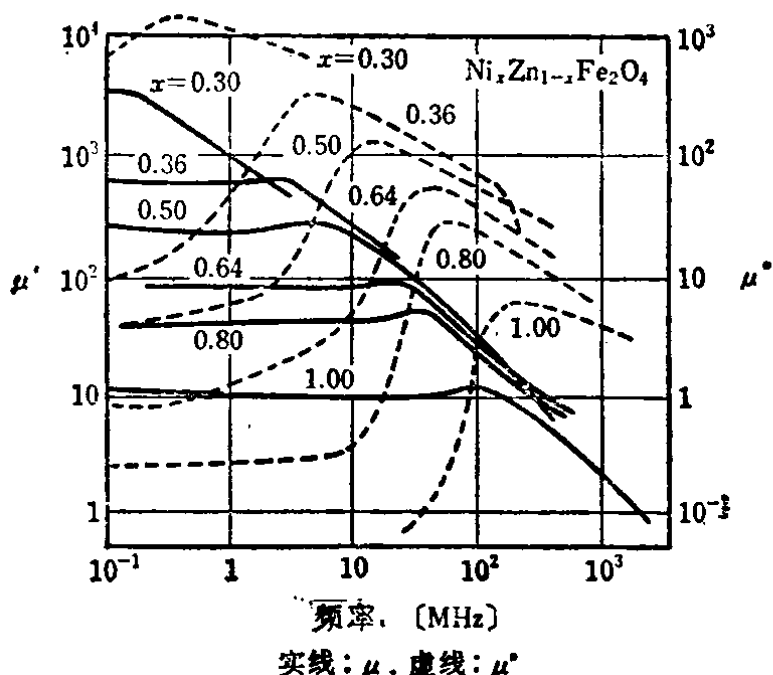


图3.7 镍-锌铁氧体的复数磁导率同频率之间的依赖关系*

* J. Smit, et al.: Adv. in Electronics, Electr. Phys., Vol. 6, No 69(1954)。

某个频率 f_r 时,随着 μ' 的下降,损耗部分 μ'' 急激地增加,达到不能使用的程度。用 $f_r = (g/2\pi)H_k = 4gM_s/3(\mu_s - 1)$ 表示这一临界频率值。其中 g 是回转系数, H_k 是磁各向异性场, M_s 是饱和磁化强度, μ_s 是由磁化强度转动过程所决定的初始磁导率。由此可见, μ' 愈高, f_r 就愈低。

表 3.6 中列举出了一些具有代表性的复合铁氧体的磁学性质。其中 B_m 表示的是在矫顽力为 H_m 时的数值, $\tan \delta \sqrt{\mu_{si}}$ 表示每单位相对初始导磁率的损耗系数。

表3.6 复合铁氧体的磁性

种类	相对初始 磁导率 μ_{si}	磁通密度		矫顽力 H_c [A/m]	$\tan \delta / \mu_{si}$ $\times 10^5$	频率 f [MHz]	居里温度 T_c [°C]	电阻率 ρ [$\Omega \cdot \text{cm}$]
		B_m [T]	H_m [A/m]					
Mn-Zn 铁氧体	5000	0.42	1194	8.0	6	0.01	130	20
	2000	0.35	1194	15.9	7	0.1	150	200
Cu-Zn 铁氧体	500	0.20	1194	39.8	100	0.5	90	10^6
	100	0.30	1194	238.8	100	2.0	350	10^5
Ni-Zn 铁氧体	70	0.27	1194	238.8	90	10	350	5×10^4
	15	0.20	1194	557.2	50	20	450	5×10^4
Cu-Zn-Mg 铁氧体	10	0.14	3980	119.4	300	20	500	5×10^4

3. 微波铁氧体 在高于 300MHz 的频段,除了尖晶石型铁氧体以外,可以使用的还有石榴石型及六角型软磁铁氧体,用之制作隔离器、环行器、相移器、滤波器等。

作为尖晶石铁氧体使用的主要是 Mn-Mg 系、Ni-Zn 系的铁氧体。由于用 Al 置换了的 Mn-Mg 铁氧体,将使饱和磁化强度降低,介电损耗也变低,因此能够用于比较低的微波频段。

石榴石铁氧体的分子式是 $M_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (M: Y (钇), Sm (钐), Eu (铕), Gd (钆) 等稀土元素)。被采用的石榴石铁氧体中有钇铁石榴石 (YIG, $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) 及部分由 Al、Gd 取代的石榴石铁氧体。现将这种材料和尖晶石型材料的特性列举在表 3.7 中。

作为六角型铁氧体还有磁铝石型、及其和尖晶石型形成固溶

表3.7 用于微波段的尖晶石及石榴石铁氧体的特性

种 类		饱和磁化 M_s [T]	半宽度 ΔH [kA/m]	介电系数 ϵ	介电损耗正切 $\tan \delta$	居里温度 T_c [°C]
尖晶石型	Mg-Mn-Al	0.13	15.9	12	1.5×10^{-3}	170
	Mg-Mn	0.24	23.9	14	1.5×10^{-3}	300
	Cu-Zn	0.34	11.9	16	9×10^{-3}	250
	Ni-Zn	0.44	11.9	14	7×10^{-3}	310
石榴石型	Y-Al	0.06	3.58	14.5	8×10^{-4}	180
		0.14	5.57	15	8×10^{-4}	245
	Y	0.18	5.57	15	8×10^{-4}	285
	Y-Gd-Al	0.08	5.97	15.5	8×10^{-4}	240
		0.10	5.97	15.5	8×10^{-4}	250

的平面型铁氧体。由于各自内部存在着很强的磁各向异性场，既使在不施加外磁化场的情况下，也能发生铁磁共振现象。因此，可以用它制作毫米波器件。

五、使用中的各种问题

在使用高磁导率材料时，需要考虑由于加工以及使用条件所引起的磁性能变化。因此，要求预先搞清楚这类问题，必要时采取适当的对策。

1. 电工钢片 在制造电工设备时，当对电工铁板进行剪断、冲压等加工后，材料要发生机械形变，导致磁性能下降。特别是在趋向硅钢片的情况下，这种现象更明显。因此，在装配铁芯之前，一般要求将冷轧硅钢片，在750℃温度下进行两小时退火处理。对于趋向硅钢片需要在780~820℃温度下，进行两小时左右的退火处理。处理时，对于前者，用低于10%的氢气和低于90%的氮气混合成非爆炸性的气体；对于后者采用低于2%氢气，其余部分为氮气混合成非爆炸性的气体，均在露点0℃以下使用。

电工铁板装成铁芯以后，除在叠片方向上受到紧固加压以外，由于铁板不平整，或是紧固压力不均匀等原因，还将受到拉伸应力，压缩应力，弯曲应力的作用，从而造成铁芯磁性的变化。

国产硅钢片的铁损同拉伸、压缩应力之间的关系示于图 3.8 中，同弯曲应力之间的依赖关系示于图 3.9 中。

对于趋向硅钢片来说，如果增加同轧制方向之间的偏离角度，将使磁化特性急剧恶化，并且增大铁损。因此，在使用这种材料时，总是希望使磁通流向能够保持在轧制的方向上。

由于硅钢片不仅仅能承受正弦变化的磁通，而且还可以承受非正弦的交变磁通和旋转磁通变化。因此，有必要弄清楚在这些磁通变化条

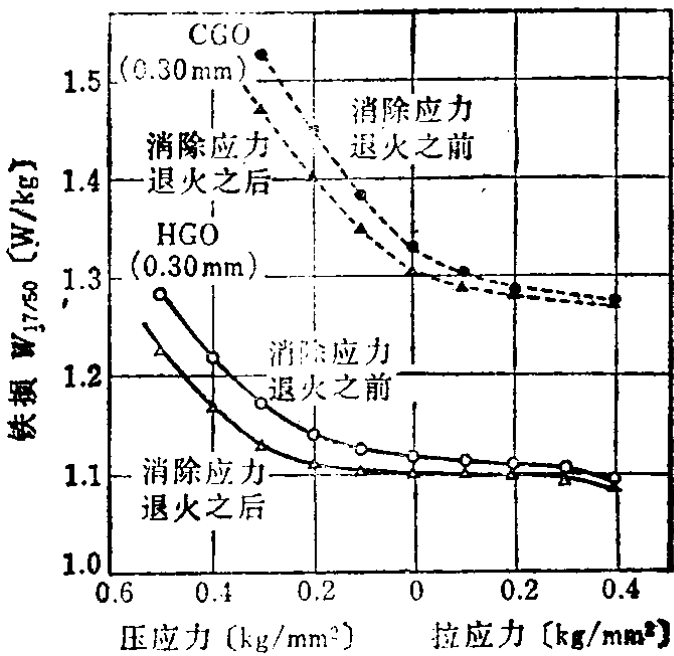


图3.8 趋向硅钢片的铁损同拉伸应力和压缩应力之间的关系

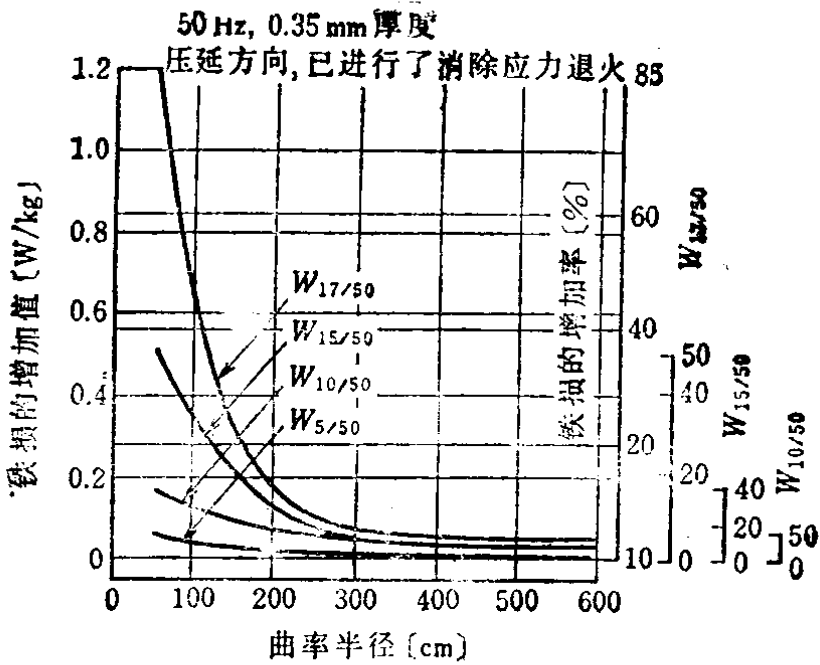


图3.9 趋向硅钢片 (CGO) 的铁损同弯曲应力的关系*

件下的铁损性质。图 3.10 中表示出了各种硅钢片，在圆形旋转磁通作用下的铁损性质。

* 電気工学ハンドブック，P.487(1978年版)。

电工硅钢片，在装成电工设备的状态下，当放在发生周期性温度升降变化的环境中，其磁性将发生变化。在常温 $\sim 150^{\circ}\text{C}$ 范围内，硅钢片的磁化特性及铁损的变化程度，取决于硅含量的多少。在低磁通密度的情况下，磁导率的温度系数为 $0.1\sim 0.3\%/^{\circ}\text{C}$ 。铁损温度系数，在 1.0 T 附近，为 $-0.02\sim -0.09\%/^{\circ}\text{C}$ ；在 1.5 T 附近，为 $-0.05\sim -0.1\%/^{\circ}\text{C}$ 。

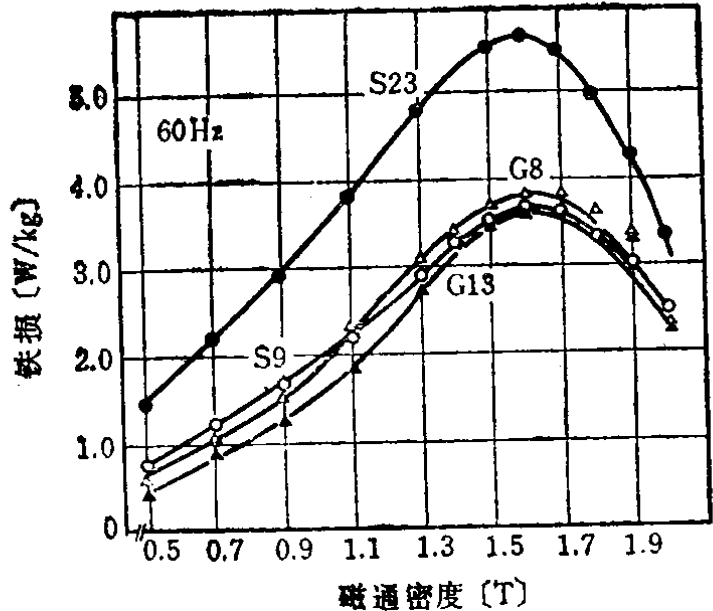


图3.10 各种硅钢片的圆形旋转磁通条件下的铁损*

2. 坡莫合金 经过剪断、冲压等加工以

后，通常需要在 $1050\sim 1150^{\circ}\text{C}$ 温度条件下，进行3个小时的退火处理，并且要求以适当的冷却速度进行降温。退火时采用经过充分处理过的纯净氢气，将其露点降到 -40°C 以下使用。如果有可能最好降至 -50°C 以下使用。

坡莫合金的磁性，哪怕稍微有一点形变，也要发生明显的变坏。为了避免这种情况的发生，需要根据材料的种类，卷绕在线圈骨架上进行使用。Mo坡莫合金等材料的性质，随着铁芯宽度、铁芯内径、片数的不同而异。因此，有必要预先知道这种变化性质。

材料磁性随着环境温度的不同也会发生变化。例如，5% Mo坡莫合金在室温附近，初始导磁率的温度系数为 $-1.3\%/^{\circ}\text{C}$ ，这是个很大的数值。

3. 铁氧体 铁氧体受到应力作用，由于发生磁致伸缩现象而导致磁导率的变化。在Mn-Zn或Ni-Zn铁氧体的情况下，磁导率随着张应力的增加而下降。

* 電気工学ハンドブック，P.488(1978年版)。

通常，铁氧体在烧结之后，磁导率随着时间的推移而下降，最后达到一定数值为止。这种现象被称为磁导率减落。产生这种现象的原因，被认为是由于晶格中原子空穴等扩散过程引起的。磁导率稳定以后，如果再受到外界磁的、热的、机械的等因素干扰，磁导率还会上升，下面还将讲到这种变化。因此，在使用铁氧体的时候，必需注意到这种情况。假如在氮气气氛中烧结铁氧体，将要有多余的 Fe^{3+} 分解出来，形成 $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ ，这样抑制原子空穴的形成，从而可以使铁氧体的磁导率变化减小。

一般铁氧体的居里温度比较低。因此磁导率的温度系数比较大。这个问题，在使用时应予以注意。铁氧体的这种性质，通常认为是由于结晶磁各向异性常数随着温度变化所引起的。

六、磁性的测量方法

1. 磁性测量的意义 对于从事磁性材料开发、利用的技术人员来说，其任务如图 3.11 所示。

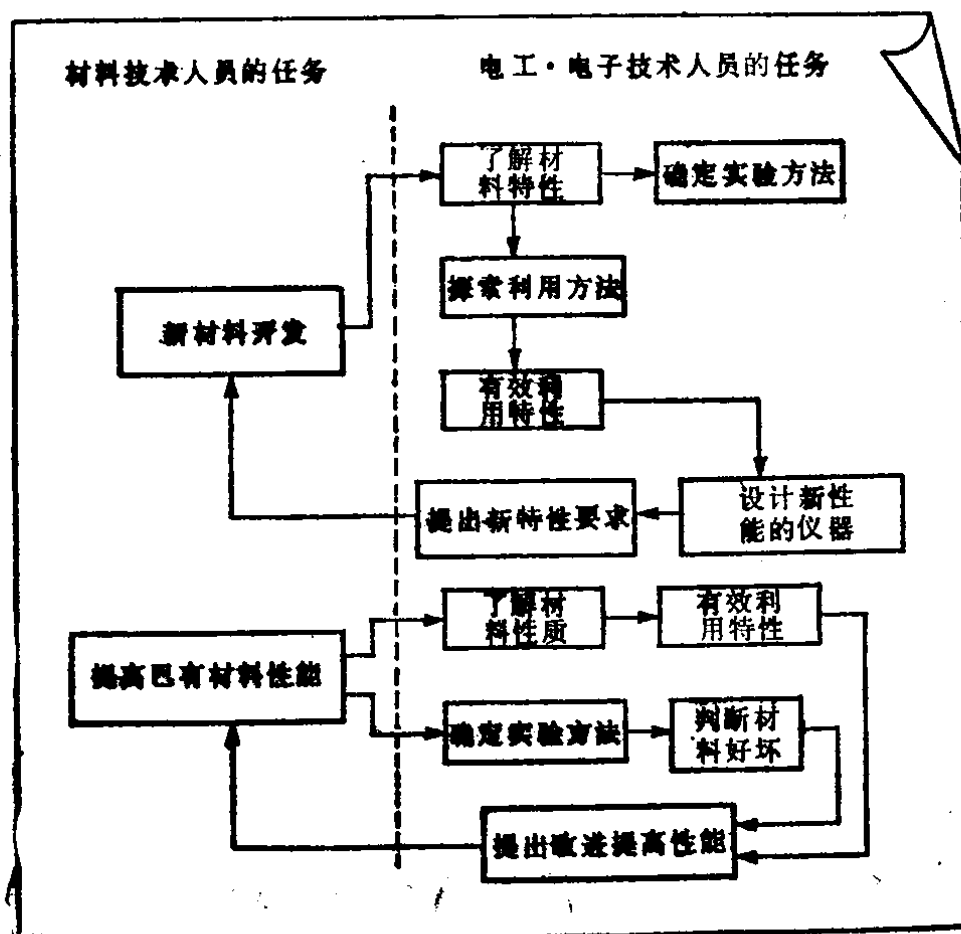


图3.11 从事磁性材料开发、利用技术人员的任务*

* 成田，阿部：電子計測工学，P.281.電気書院(1972)

如果要开发新型磁性材料，还需要扩展关于磁畴结构及磁化过程方面的知识。例如要预计单畴结构所引起的材料的高矫顽力，就必需要详细了解有关磁性材料的一些基本物理量，例如 M_s 、 K 、 λ_s 等等。还有，当新型磁性材料一出现，从使用这种材料的观点看，当然该材料的机械方面的性质需要知道，除此之外还有必要深入地了解磁学性质。如上所述，“为了充分了解磁性材料的磁性能，就要详尽地定量（有时是定性）地掌握在磁场中材料的磁学性质”。为此目的而进行的测量称之为磁性测量。

在大量使用某一种磁性材料时，只要在为上述目的而测量的磁性能中，定量地掌握所必需的某些磁性能或磁学参数，借以能够判断这种材料的好坏即可。即以判断磁性材料好坏为目的，在必要的限度内定量地搞清楚材料特有的磁学量值。把这种意义上的计测称之为磁学试验。

若对上面所讲到的磁性测量内容进行归纳整理，可以表示成图 3.12。

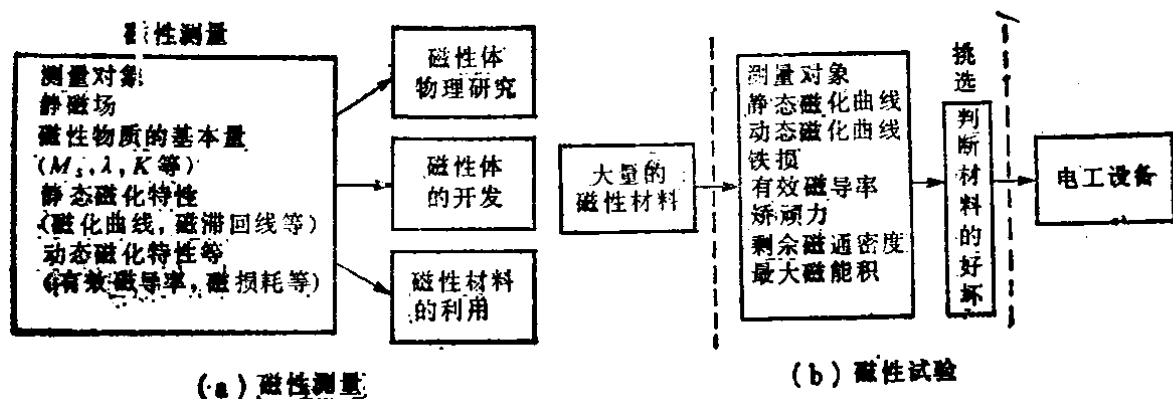


图 3.12 磁性计测的意义*

2. 交流磁性测量方法 高磁导率材料，多数是用在交变磁场等动态磁场下。因此，这里仅讨论有关流磁性的测量方法。

为了尽可能正确地求出磁性材料的磁学性质，最重要的是选用样品。必需充分地考虑样品的形状、尺寸和磁性的稳定性。

一般，磁性测量可归结为测量作用在样品上的有效磁场强度 H 和与之相对应的磁通密度 B 。测量 B 的大小，可通过测量绕在样

* 成田，阿部：電子計測工学，P.283，電気書院(1972)

品上的探测线圈感应电压来实现。因此是比较容易的。但是，在测量 H 时，由于磁化物质会出现一种特殊的退磁场 H_d 效应，因此是比较困难的。为了避免这种困难，当测量高磁导材料时，最好选用环状样品进行测量。像Mo坡莫合金材料，其磁导率具有很高的数值，要求把样品的外径和内径之比做到接近于1。由于把样品做成环形比较麻烦，因此可把样品做成薄长方形或棒状。这时可以采取下述两种方法中的任何一种来确定 H 的大小。具体做法是将样品形成闭合磁路，使退磁效应达到极小，推算出有效磁场 H ；或者是采用在 B 达到均匀状态的样品附近的外加磁场等于 H 。

有时需要测量磁导率减落、磁后效及磁性能随着时间所发生的不可逆变化等等。但一般情况希望测出样品处在稳定状态下的磁学性质。在这种情况下进行测量时，需要预先把材料进行稳定性处理。对具有显著的不可逆时效性质的高磁导率铁氧体，需进行充分的时效处理，待判定材料确实达到了稳定状态以后，方可进行测量。但是，如果为了只是测量磁学性质，需要将样品进行良好的退磁，且在确认材料已达到稳定状态之后进行测量。在制备样品时所形成的机械应力，用热处理方法进行消除。在测量过程中，还必须考虑所规定的环境条件。在测量已往稳定了的样品可逆的时效，例如磁导率的减落时，还要予先将样品进行退磁处理。

3. 低频磁性的
测量方法 限定工业
频率条件下的磁性，
有关磁化曲线及交流
磁滞回线的测量归结
为有效磁场强度和磁
通密度的测量；而铁
损的测量则归结为测
量有效磁场强度和磁
通密度的乘积。在图
3.13中给出了，测

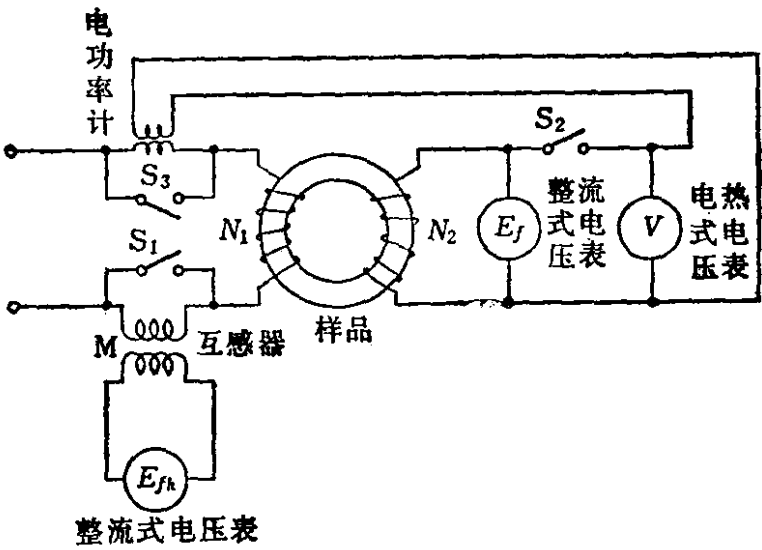


图3.13 交流磁化曲线和铁损测量电路

量环形样品的磁化曲线和铁芯损耗的电路。在样品上绕有均匀排列的多匝一次和二次线圈。打开开关 S_1 、 S_2 ，接通开关 S_3 ，用正弦交流电对样品励磁，这时有效磁场的峰值 H_m 和磁通密度峰值 B_m 由下列二式给出，

$$H_m = \frac{N_1 I_e}{l} \quad [\text{A/m}] \quad (3.1)$$

$$I_e = \frac{E_{fh}}{4.44 f M} \quad (3.2)$$

$$B_m = \frac{E_f}{4.44 f N_2 A} \quad [\text{Wb/m}^2] \quad (3.3)$$

其中， N_1 、 N_2 分别为一、二次线圈的匝数。 E_{fh} 、 E_f 为整流式电压表指示的数值[V]。 f ：励磁电流频率[Hz]。 M ：互感器的互感系数[H]。 l ：磁路长度[m]。 A ：样品线圈的截面积[m²]。

通过边提高 H_m ，边测量与之对应的 B_m 值，就可得出交流磁化曲线。

打开开关 S_3 ，接通开关 S_1 和 S_2 ，如果将与二次线圈相连的整流式电压表的指示，调整到与所要求的 B_m 值相对应的 E_f 值，这时读出功率计上的指示值 P [W]，就可依据下列公式计算出铁芯损耗 W 。

$$W = \frac{N_1}{N_2} P - \frac{V^2}{R} \quad [\text{W}] \quad (3.4)$$

式中 V 是与二次线圈相连接的热电式电压表的指示值[V]， R 是二次线圈中的总电阻[Ω]。

利用 3.14 所示的测量电路，可以测量出交流磁滞回线。把断续器开关的接触角固定在微小角度 $\Delta\theta$ 处，将开关 K 搬到 B 侧，读出整流式电压表 V 上的指示数值 e_{θ} ，于是利用下式就能求得在任意相位角 θ 值所对应的磁通值 Φ_{θ} 。

$$e_{\theta} = \int_{\theta}^{\theta + \Delta\theta} N_2 \frac{d\Phi}{dt} dt = N_2 \frac{\Delta\theta}{360} \Phi_{\theta} \quad (3.5)$$

然后，把开关 K 投向 H 侧，读出 e_{θ} 值，该值与在相同相位

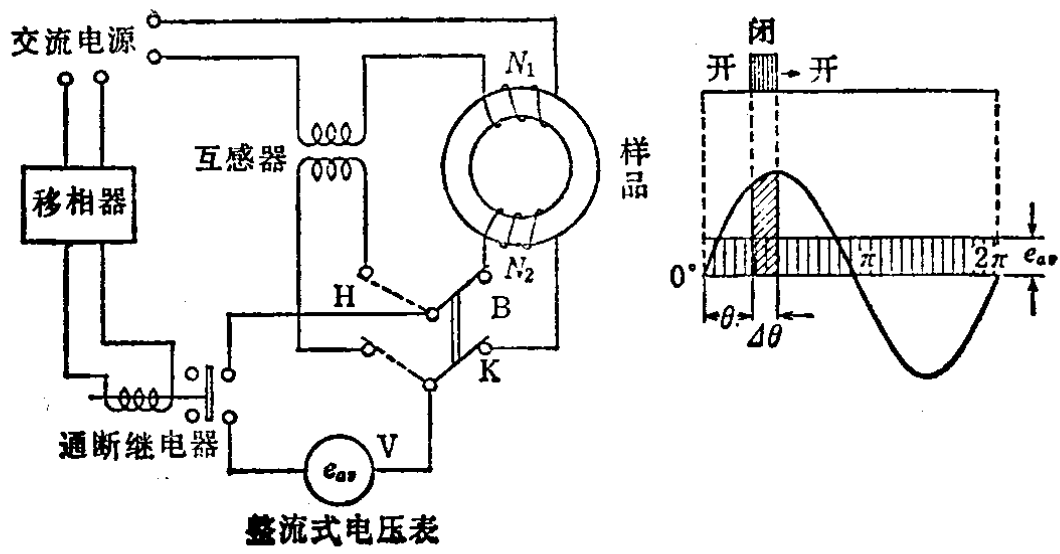


图3.14 交流磁滞回线测量电路

角 θ 所对应的 H 瞬时值呈正比关系。于是就可以在相同相位角的条件下得到 H 和 B 的瞬时值。因此，当使相位角逐渐地从 0 变到 360° ，并且反复地进行上述操作，就可以求得交流磁滞回线来。将断续器做成电子式器件，并使移相器达到自动化的程度，把和 H 、 B 相对应的电压输出讯号记录在 XY 记录仪上。这就是当前正式销售中的交流磁化曲线自动记录测量仪。

4. 高频磁性测量方法 通常采用电桥法、 Q 表法或共振仪法测量环状样品的复数导磁率 $\mu^* = \mu' - j\mu''$ 中的 μ' 和 μ'' 值。这时，可以得出损耗系数 $\tan \delta = \mu''/\mu'$ 。一般在采用电桥法、 Q 表法时，需利用绕有线圈的样品，可以在低频段测量样品磁性；在采用共振法时，不用绕线圈，而是将样品放入同轴谐振器中，这样可以在较高频率范围测出样品磁性。

§ 3-2 高矫顽力材料

一、高矫顽力及其获

所谓高矫顽力材料，是指矫顽力大约在 40KA/m 以上的强磁性材料。或称之为硬磁材料 (hard magnetic material)。在实际应用的场合也称做永久磁铁 (permanent magnet)。

高矫顽力材料，主要是利用它的磁滞特性的一种材料。在使

用的时候，多数情况不是从外界对其施加能量，其目的是为了获得稳定的静磁磁场。这样就会在永久磁铁的端面产生磁荷，在材料内部必然形成退磁场，该磁场强度方向同磁化强度方向是相反的。这种状态如图 2.6 中第二或第四象限所表示的磁滞回线部分。将这部分磁滞回线特称之为退磁曲线，通常用它来评价高矫顽力材料性能的优劣。磁滞回线所包围的面积表示在磁化时所需消耗的能量。高矫顽力材料的突出优点，是可以向外部提供很大的静磁能量。因此，其性能好坏是借助于剩余磁通密度 B_r 、矫顽力 H_c 和最大磁能积 $(B \cdot H)_{\max}$ 参数进行评价。这些参数之间的关系示于图 3.15 中。对于高矫顽力材料，一般希望具备如下特性：

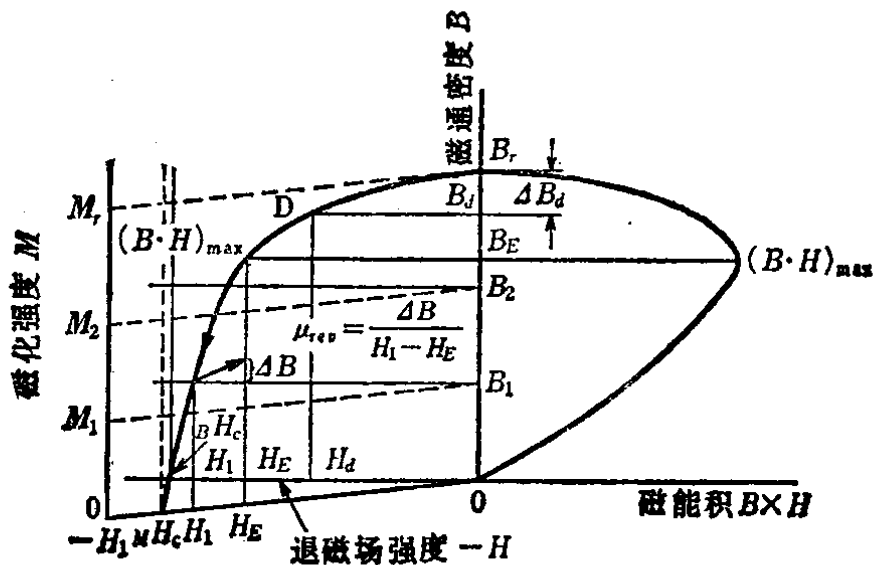


图3.15 退磁曲线的说明

- (1) 剩余磁通密度 B_r 要高；
- (2) 矫顽力 H_c 要高；
- (3) 最大磁能积 $(B \cdot H)_{\max}$ 要大。

1. 提高剩余磁通密度的方法 为了提高 B_r 值，只要在提高饱和磁通密度 B_s 的同时，提高磁滞回线的矩形性即可。正如后面将要讲到的那样，提高矩形性同使永久磁铁中的各向异性方向得到整齐排列是一致的。

2. 提高矫顽力的方法 假如理解了矫顽力形成的机理，自

然就会推测出提高矫顽力的方法了。

式 (2.48) 给出了由畴壁移动机理决定的矫顽力表达式。现假设在材料内部应力 σ 以周期规律变化, 其波长为 l_w , 则磁化强度 M 变为零时的矫顽力表达式为:

$$_M H_c = \frac{\pi \lambda \sigma}{M_s \cos \varphi} \cdot \frac{\delta l}{l_w} \quad (3.6)$$

因此, 如果增大磁致伸缩形变和材料内部应力, 就能提高矫顽力。

如 2.4 节里所讲过的, 在具有单轴各向异性的单畴粒子中, 决定矫顽力机制的是磁化强度的转动过程。矫顽力的最大值由下式得到。

$$_M H_c = \frac{2K_u}{M_s} \quad (3.7)$$

因此, 如果设法寻找到 K_u 参数大的材料, 就能 够提高材料的矫顽力。

3. 提高最大磁能积的方法 如果要 提高 $(B \cdot H)_{\max}$ 值, 最好的办法是在提高 B_r 和 H_c 参数的同时, 提高磁滞回线的矩形性。

二、铝镍钴磁铁

铝镍钴磁铁是以 1932 年三岛博士发明的 MK 钢 (Fe-Ni-Al-Co)、1934 年本多博士发明的 NKS 钢 (Fe-Ni-Ti-Co) 为基础发展起来的一种铁系磁性合金。主要成分是 Al、Ni、Co。由于是采用铸造法制成的, 因此也称之为铸造磁铁。

铝镍钴磁铁的制造过程是, 把原料熔融铸造后, 在 1200°C 下形成固溶体, 从 900°C 左右开始, 进行空气冷却或磁场中冷却, 在 $550 \sim 650^\circ\text{C}$ 温度回火十几个小时, 经过所谓时效处理以后而成的。如果在 900°C 到 700°C 之间, 以 $0.1 \sim 2^\circ\text{C/s}$ 的速度进行冷却, 就会析出富 Fe、Co 强磁相和富 Ni、Al 弱磁相, 从而形成各向同性磁铁。另外, 如果在强度为 120kA/m 的磁场中进行冷却, 就可以使强磁相的 $[100]$ 轴落在磁场方向上, 其长轴达到数百 \AA ~

1000 Å，短轴为数 + Å ~ 100 Å，这样使磁场方向上的抗减磁性得到提高。Al·Ni·Co 磁铁的 [100] 方向是易磁化方向。因此，如果控制结晶成长，使其在一个方向上形成整齐排列的柱状晶，柱状晶的长轴方向落在 [100] 晶向上，可以使该方向上的抗减磁性得到提高。通过这种方法得到的磁铁叫做各向异性磁铁。

在阿尔尼可磁铁的基础上，乃至到异性阿尔尼可 5 类磁钢的出现为止，都是通过改变成分配比，后来又采取磁场冷却、结晶取向化、添加 Ti 等办法，来改善材料的磁性。现把具有代表性的 Al·Ni·Co 磁铁和下面即将讲到的永磁铁氧体的性质列在表 3.8 中。而把 Al·Ni·Co 磁铁的退磁曲线示于图 3.16。

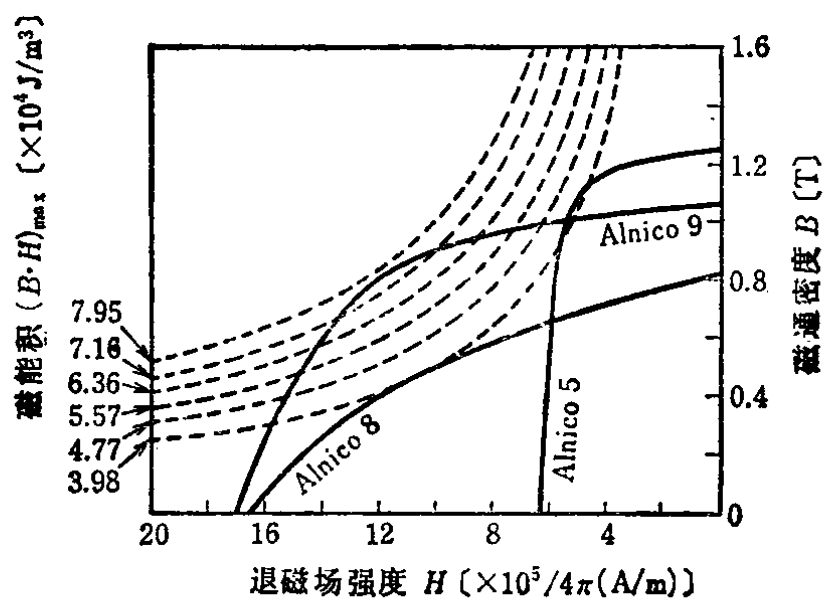


图 3.16

在阿尔尼可磁铁的情况下，椭球状相结构的析出形成单畴结构，其长、短轴方向上的退磁系数不同，从而明显提高了形状各向异性常数，因此提高了矫顽力。在该情况下矫顽力表如下式：

$$H_c = \frac{2K}{M_s} = (N_d - N_l) \frac{M_s}{\mu_0} \quad (3.8)$$

式中， N_d 、 N_l ，分别表示短、长轴方向上的退磁系数。

利用形成上述相同结构的方法，提高了矫顽力的磁铁还有 Cunife (Cu-Ni-Fe)、Cunica (Cu-Ni-Co)、Vicallay (Fe-Co-V) 及于 1971 年金子博士发明的 Fe-Cr-Co 合金。由于改善了

阿尔尼可磁铁不易加工的缺点，因此称之为可加工磁铁。

三、铁氧体磁性材料

最早问世的永磁铁氧体 (ferrite magnet) 是于 1933 年，加藤、武井两位博士首先发明的尖晶石结构的钴铁氧体 ($\text{CoFe}_2\text{O}_4 + \text{Fe}_3\text{O}_4$)，又名 OP 磁石。然而今天并未被采用。1952 年 Went 等人又发明了钡铁氧体，同阿尔尼可磁铁相比，具有更高的矫顽力，化学稳定性好，不含价格昂贵的 Ni、Co 成分，采用比较简单的粉末冶金法制备。由于是一种价格低廉的物品，得到了很快的发展，产量也得到了迅速地提高。目前，同阿尔尼可磁铁一起，已成为永久磁铁的主体材料。

永磁铁氧体的制备工艺是，将粉末状原料混合，在空气中予烧，粉碎、压缩成型后烧结而成。粉末状原料应是 Fe_2O_3 ，MO (M: Ba、Sr、Pb 等) 或对其加热能很容易形成氧化物的 M 盐类物质。在空气中加热，发生固相反应后得到 $\text{MO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ (磁钴石型的六角结晶体)。这种六角型晶体具有很强的单轴各向异性，在 c 轴上的各向异性常数大约等于 $3 \times 10^5 \text{J/m}^3$ 。这样，把它粉碎到单畴状临界颗粒度以下，可以获得高矫顽力。把这种粉料加工成所希望的形状以后，放到空气中烧结，就可形成永磁铁氧体。在压缩成型的时候，若同时施加 400kA/m 的磁场，使易磁化轴整齐地排列在磁场方向上，形成各向异性的磁铁。但是，如果不施加磁化场，就形成各向同性的磁铁。

通常做为永久铁氧体使用的是钡铁氧体。若用 Sr 取代 Ba，可以提高材料密度，从而使磁铁的性能得到提高。现把具有代表性的永磁铁氧体的磁性列举在表 3.8 中，并将这些磁铁的退磁曲线表示在图 3.17 中。

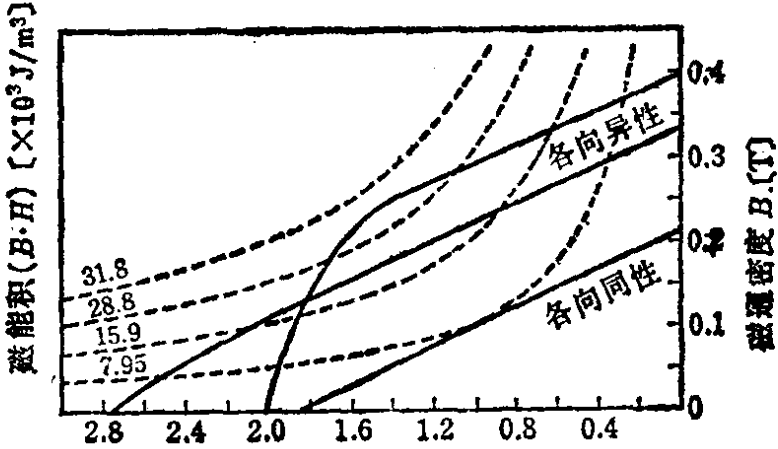


图3.17 永磁铁氧体的退磁曲线

表3.8 阿尔尼可及铁氧体磁铁的磁性 (选自JIS C 2502(1975))

种 类			代号	剩余磁通密度 B_r [T]	矫顽力 H_c [kA/m]	最大磁能积 $(B \cdot H)_{max}$ [kJ/m ³]
2 种	铝镍钴磁铁	各向同性 A	MCA140	0.55~0.70	41.4~49.4	9.5~11.9
			MCA230	0.56~0.66	79.6~87.4	15.9~19.9
		各向异性 B	MCB360	0.95~1.05	55.7~60.5	25.5~31.8
			MCB500	1.23~1.33	46.2~52.5	35.8~43.8
			MCB750	1.30~1.40	54.1~59.7	53.3~65.3
			MCB500 H	0.85~0.95	107.5~119.4	35.8~43.8
3 种	久磁铁氧体	各向同性 A	MPA100	0.20~0.23	127.4~151.3	6.4~8.7
			MPB280	0.33~0.36	159.2~207.0	19.9~23.9
		各向异性 B	MPB330	0.36~0.40	183.1~207.0	23.9~28.6
			MPB380	0.40~0.43	143.3~175.2	27.9~31.8
			MPB330 H	0.36~0.40	238.9~270.7	23.9~28.6

对于永磁铁氧体来说，当把粉末做成单畴颗粒后，因为具有很强的结晶磁各向异性，可以提高矫顽力。当易磁化轴，即 c 轴呈无序排列状态形成的是各向同性材料时，矫顽力的表达式如下：

$$\mu H_c = 0.48 \left(\frac{2K}{M_s} - |N_d - N_t| M_s \right) \tag{3.9}$$

表3.9 橡胶和塑料磁铁的磁性能

种 类	剩余磁通密度 B_r [T]	矫顽力 H_c [kA/m]	最大磁能积 $(B \cdot H)_{max}$ [kJ/m ³]	最高使用温度 [°C]	密 度 [g/cm ³]	拉伸强度 [kg/mm ²]
同性橡胶磁铁	0.16~0.18	83.6~95.5	3.6~4.0	130	3.4~4.0	15~40
异性橡胶磁铁	0.21~0.23	127.4~143.3	6.4~8.7	130	3.9~4.1	15~40
同性塑料磁铁	0.14~0.16	95.5~107.5	3.2~4.8	160	3.3~3.6	—

上式中的第一项是由结晶各向异性引起的矫顽力，第二项是由粒子形状各向异性组成的矫顽力修正项。在实际颗粒中，由于畴壁移动引起的磁化强度反转只是一部分，因此矫顽力的数值不可能达到式 (3.9) 所给出的理论值。

为了改善永磁铁氧体的脆性和提高尺寸精度，可利用橡胶、

塑料做粘结剂，做成橡胶磁铁或塑料磁铁。这类材料的性质列举在表 3.9 中。这种材料主要作为电冰箱的密封圈使用，和其它吸着方面等使用。

四、稀土钴永磁铁

自从 Hoffer, Strnat 在 1966 年提出 YCo_5 的结晶磁 各向异性常数 $10^5 \sim 10^7 J/m^3$ ，远远大于永磁铁氧体的数值，并且有可能作为永磁材料使用，使稀土钴永磁得到飞速地发展。该系材料的矫顽力、最大磁能积远大于阿尔尼可磁铁和永磁铁氧体。其不足之处是因原料成本较高而使其价格昂贵，应用还不广泛。

一般，稀土钴磁铁制造工艺是，将原料放在惰性气体中熔融制成合金后，再经粉碎、在磁场中压制成型、烧结、热处理等过程。如果制造 $SmCo_5$ 磁铁，加入 Sm 的 量要大于化学比组成浓度。在压缩成型的时候，施加 $480 \sim 640 kA/m$ 的磁场强度，并在 $1120 \sim 1180^\circ C$ 温度下烧结一个 小时。而后以适当的冷 却速度慢慢冷却到 $800 \sim 900^\circ C$ ，再以急冷方式冷却至室温。

例如把二种合 金颗粒 $69.7 wt\% Co-Sm$ 和 $40 wt\% Co-Sm$ 粉末混合成所希望的成分比，如欲做成 $62.6 wt\% Co-Sm$ 合 金，压型之后在 $1100^\circ C$ 温度下保温，后者将变成 液体 状态，可在稍低温度条件下进行烧结。将这种烧结法叫做液相烧结。

此外还有用冶金的工艺制备方法的，使微粒从母相中析出，从而得到高矫顽力磁铁，这个方法称做时效烧结。

对于稀土钴永磁，也可以像永磁铁氧体那样，把磁铁的微细粉末用有机粘合剂固结起来。用这种方法得到的磁体称之为粘结磁铁。现将稀土钴永磁特性列举在表 3.10 中。

表3.10 稀土钴永磁的磁性

种 类		剩余磁通密度 $B_r [T]$	矫顽力 H_c $[kA/m]$	最大磁能积 $(B \cdot H)_{max}$ $[kJ/m^3]$
液相烧结	Sm, Co (SmMM)Co	0.72~0.99	573~764	120~191
		0.65~0.76	400~557	80~112
时效烧结	Sm(CuFeCo) Ce(CuFeCo)	0.87~1.05	477~533	135~215
		0.34~0.72	223~477	20~100
粘结磁铁	Sm, Co	0.44~0.75	215~477	32~72

五、使用当中的若干问题

在使用高矫顽力材料的时候，必须考虑因充磁方法和使用具体条件不同而引起磁铁性能的变化。

1. 充磁：当磁铁材料达到稳定状态以后，方能进行充磁。为了实现有效磁化，用低碳钢或软铁将空隙部分短路，组成闭合磁路。或者在U型磁铁情况将两块材料施行对接，防止空隙出现。然后加上高于材料矫顽力 H_c 五倍的磁化场。若矫顽力低于 20 kA/m 的材料，可以把它密封在强电磁铁的磁极之间进行磁化；如果是具有更高矫顽力的材料或是形状很复杂的材料，可以在其上面直接绕上磁化线圈，通以强直流电流或用放电管通入脉冲电流进行磁化。前者要求将最大直流电流保持 $2\sim 3 \text{ s}$ ，后者可以使脉冲大电流反复若干次进行磁化。

2. 依使用条件不同磁铁性能的变化 通常因为环境温度、机械冲击、杂散磁场等影响，磁铁的剩余磁通密度将随着时间的延伸而下降。达到稳定状态的磁通密度要低于初始时的数值。

因环境温度变化引起的剩余磁通密度减小可以分为两种，一种是由材料组织结构变化而引起的是不可逆变化，另一种是由其它因素引起的，是可逆变化。铝镍钴磁铁、永磁铁氧体都要在高温条件下进行热处理之后进行使用。因此，它们的磁性几乎不发生可逆性变化。

充磁以后的磁铁处于亚稳状态。因此，在一定的室温条件下存放，也会由于热影响，而使剩余磁化强度变小以至转变到新的稳定状态。把这种现象叫做时效。已经得知这种变化是：

- (1) 和时间的对数成正比；
- (2) 随着环境温度而增大；
- (3) 尺寸越小，变化越大。

在表 3.11 中列举了阿尔尼可磁铁，由磁后效所引起的时效变化。如果在充磁以后，预先进行超过 5% 的稳定化退磁处理，就不会再发生时效变化。对于永磁铁氧体来说，由于矫顽力高，所以几乎不出现这种现象。

表3.11 五类铝镍钴磁铁由磁后效引起的时效变化

磁导率系数 [$\times 10^{-5} \text{H/m}$]	$(B_{100} - B_{10})/B_{10}$ [%]	最高磁通密度 [T]
3.52	- 0.02	1.24
2.64	- 0.05	1.11
1.51	- 0.11	0.73

(注) B_{100} 、 B_{10} ：分别表示在充磁后100 s、10 s 时得的磁通密度。

在实际使用当中，最重要的是永磁材料的温度特性不要随着组织结构而变化。通常用温度系数来表示剩余磁通随温度的不可逆变化关系。在表 3.12 中列举出了这方面的数据。

一般在低温条件下，磁铁矫顽力要降低。因此，采用室温→低温→室温……，即温度循环变化的办法来进行退磁。在表 3.13 中列举出了各种磁铁的低温退磁系数。

如果使用材料退磁曲线的陡峭部分，则因外磁场或是强磁材

表3.12 各种磁铁剩余磁通密度的温度系数

种 类	尺寸比[L/D]	温度系数 [%/°C]	温度范围[°C]
各向同性铝镍钴MCA140	4.4	- 0.014	0~200
各向异性铝镍钴 MCB500	4.1	- 0.016	0~80
各向同性钕铁氧体 MPA100	1.0	- 0.19	- 60~300
各向异性钕铁氧体 MPB330	1.0	- 0.19	- 60~300

表3.13 各种磁铁的低温退磁系数[%]

种 类	尺寸比[L/D]	- 60°C	- 190°C
MCA140	3.68	0	0
MCB360	3.57	1.3	8.5
MCB500	5.36	1.4	4.6
MCB500 H	5.62	0	0
各向同性钕铁氧体	0.50	0	—
各向异性钕铁氧体	抑制不可逆退磁的磁导率系数(10^{-7}H/m)0°C: 17.2以上, 60°C: 34.2以上		

料拆卸安装等影响，将使剩余磁通密度发生明显变化。一旦发生退磁，就不能再恢复到原来的数值了。为了减小这种变化，必须在使用之前，采用交流退磁法进行充分的退磁，以达到稳定状态。

在使用磁铁材料的时候，注意到材料温度稳定性的同时，要利用交流退磁、低温退磁等方法使材料达到稳定状态。这对于防止机械冲击或杂散磁散的不良影响是很必要的。

六、性能的测量方法

利用退磁曲线可以对高矫顽力材料的性能进行评价。因此，在此叙述有关退磁曲线的测量方法。

1. 样品 试验用样品要求在整个长度上，截面是均匀的。所采用的样品有长度为10~50mm，截面为方形的或是直径为10~25mm的圆形的，以及多边形的和圆柱状的等等。在多数情况下，高矫顽力材料的不可逆时效是很大的。因此，需要在材料达到十分稳定状态之后，方能进行测量。

2. 测量装置 测量装置是由磁化装置、磁场和磁通测量部分、磁化电流控制部分所组成。

磁化装置是一个闭合磁路，如图3.18所示。是一个由磁化线圈、磁板和轭铁组成的电磁铁。在这种情况下，磁极之间装有供测量样品磁通密度用的线圈（B线圈）和测量磁场强度用的线圈（H线圈），并能严格保持稳定的结构。组成磁极、轭铁的材料，是一种经过充分退火的高 B_s 、低 H_c 的电工纯铁。

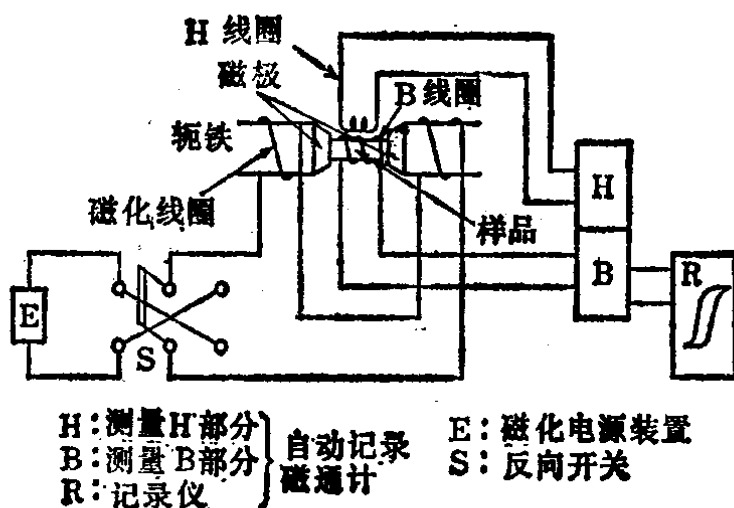


图3.18 利用自动磁通计法测量永磁铁退磁曲线的电路*

组成的材料，是一种经过充分退火的高 B_s 、低 H_c 的电工纯铁。

* 取自JIS C2501。

磁化装置所产生的磁场强度，可以使样品充分地磁化到饱和状态。例如磁化铝镍钴磁铁需要磁场强度为高于三倍的矫顽力，磁化永磁铁氧体需要磁场强度为五倍矫顽力以上。此外，还必需使装有H线圈的较大空隙中的场强具有较好的均匀性质。

为了不影响磁路的闭合性，要对磁极和样品的接触面进行加工，使其尽可能的光滑和平行。为了防止样品的温度升高，必须使磁化线圈有较大的电流容量，或者安装强制冷却系统。

测量磁通密度和磁场强度采用的是，B线圈、H线圈和测量仪器。所谓测量仪器就是磁通计或是冲击检流计。目前还可以采用磁滞回线自动记录装置来进行测量，它由两部分组成，一部分是通过B线圈感应电压积分电路来测量磁通，另一部分是通过霍尔元件来测量磁场强度。

3. 测量退磁性质的方法 首先，在置于均匀磁场里的样品中心位置，用细径导线单层密绕上一组B线圈。该样品装在磁极之间的均匀场区，同磁极一起组成封闭磁路。把测量磁场强度用的H线圈或霍尔元件，固定在靠近样品表面的均匀场区。然后将磁通计连接在B线圈上，把电压讯号测量仪同H线圈或霍尔元件连接起来。

按照如下方法测量剩余磁通密度 B_r 。在磁化线圈中通入直流电流，待样品在一个方向上达到饱和磁化以后切断电源。这时以磁通计所指示的数值为初始读数，随后在相反方向上使样品达到饱和磁化后切断电源，于是磁通计偏转了 θ [Wb] 值。利用下面公式可以计算 B_r 值。

$$B_r = \frac{\theta}{2An} \quad [\text{T}] \quad (3.10)$$

式中， A 为样品截面积 [m^2]， n 为B线圈匝数。

按照下述方法测量矫顽力 H_c 。采用上述操作方法读出 θ 值以后，再在某1个方向上将样品磁化到饱和状态，以切断电流时磁通计的读数为初始值。而后在相反方向上通入适当大小的电流，选取磁通计读数为 $\theta/2$ 时的电流值，与此同时用H线圈或

霍尔元件测量此时的磁场强度，即可得到矫顽力 H_c 。

按照下述方法测量最大磁能积 $(B \cdot H)_{\max}$ 。测量退磁曲线上任意一点的数值，例如图 3.15 中的 D 点，也采用前面介绍的测量方法。即在某一方向上把样品磁化到饱和状态以后，在切断电流的时候读出磁通计的偏转数值。以此读数为起点，然后在相反方向上通入适当的磁化电流，如果能读出因退磁场 H_d 的加入后，使磁通密度减小的数值 ΔB_d ，就可以用 $B_r - \Delta B_d$ 值定出 D 点来。如果对应多个不同的 H_d 值进行反复操作，就能求出退磁曲线。对应于退磁曲线上的若干点，求出 B_d 和 H_d 的乘积，其中最大的乘积数值就是最大磁能积。还可以利用磁滞回线自动记录装置求出退磁曲线。

§ 3-3 记录·存储材料

一、磁记录材料

1. 概述 把强磁性物质涂付在基底材料上形成记录磁介质。当记录介质同磁头接触并通过磁头后，在磁记录介质中留下了剩余磁化强度，该磁化强度的大小对应着施加在磁头上信号电流的强弱。同理，当记录介质与重放磁头相接触并通过磁头时，就会从重放磁头上得到和剩余磁化强度相对应的电流信号。把这种记录方式称之为磁记录 (magnetic recording)。因为这种方式能够廉价地记录大量的信息，所以广泛地用在录音、录像、测量等方面。所谓磁记录材料就是指的磁记录介质和磁头材料。

2. 记录介质 人们所期望的磁记录的指标和性能是，提高记录介质的信息记录密度，便于进行记录和重放，具有良好的重放特性和高重放 SN 比 (信噪比)。为此要求磁记录介质要具备的特性是：介质矫顽力 H_c 、剩余磁通密度 B_r 和矩形比要大，尽可能使磁性涂层薄而均匀，同磁头接触良好，并具有优良的耐磨性和由温度、压力所引起的变化要小等等。关于 H_c 大小的选取必须和磁头产生的最高磁场相匹配。

磁记录介质分为涂敷型和连续型的两种。表 3.14 表示出了

表3.14 各种磁记录介质特性实例

种 类		剩余磁通密度 〔T〕	矫顽力 〔 $\times 10^3/4\pi$ (A/m)〕	矩形比 (B_r/B_s)	磁层厚度 (μm)
涂敷型	$\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$	0.06~0.12	250~400	0.75~0.87	{ 录像: 5 合式带: 5 磁带: 5~12 磁盘: 1~2
	Co- $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$	0.13	600		
	CrO_2	0.13	500	0.85	
连续形	Co-Ni-P膜	1.0	500	0.85	磁鼓: 0.1

各种磁记录介质特性实例。涂敷型的是使强磁性微型粒子均匀地分散在粘合剂中，而后涂敷在基片上。广为采用的强磁性微粉是针状 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 单畴粒子，长轴 $0.5\sim 1\mu\text{m}$ ，长短轴的轴比大约为 $5\sim 10$ 。矫顽力主要决定于形状各向异性。在涂敷的时候，采用磁场排磁法使长轴方向整齐地排列在记录磁场的方向上，可以提高矩形比， B_r 的高低取决于磁粉的填充率。同 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相比，具有更高的矫顽力材料是渗钴型 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 和 CrO_2 针状颗粒，近年来得到普遍采用。最近，同氧化物相比较，本质具有高剩磁 B_r 的Fe或Fe-Co系金属微粉，做为记录介质已经达到实用化的程度了。该金属粉的 $H_c\approx 80\text{kA/m}$ ， $B_r\approx 0.25\text{T}$ ，并具有良好的分辨率和SN比(信噪比)。

连续记录介质是在基片上，采用电镀、蒸发、溅射等方法直接涂付强磁性介质层。获得实际使用的有Co-Ni-P电解薄膜(基片采用金属材料)和Co的斜向蒸发膜(基片是塑料)等。另外，还有采用溅射法制备的 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜，是一种优良的耐腐蚀性的连续介质，目前正在研究中。在这些连续介质中，每一种的研究目的都是为了提高磁记录的密度。

磁记录介质同前面讲过的磁性材料在性能上稍有不同，不仅表现在材料的性质上，还取决于磁粉的填充率、薄膜化强度、采用磁场排磁等技术因素。

3. 磁头材料 录音及消磁磁头应该用具有能够产生强磁场的高饱和磁通密度的材料。重放磁头要求用能够提高重放灵敏度的高导磁率材料。另外，还要求在工作频率范围内，高频损失

小，为此要求材料具有高的电阻率。要求材料具有加工性能好，耐摩等良好的机械性质，这些条件都是非常重要的。

表 3.15 中列举了各种磁头材料性质的实际例子。录音是用高磁导率的 Mo 坡莫合金片，通过叠片法做成磁头。近年来还采用添加 Nb、V、Ti、Si 等坡莫合金材料，其硬度得到了提高。在录像磁头方面采用的是，具有高硬度的 Al-Si-Fe 合金和铁氧体材料。为了改善铁氧体材料的加工性能和减小其表面粗糙性，必须减少材料的空隙率。多采用的是高密度 Ni-Zn、Mn-Zn 多晶铁氧体和 Mn-Zn 单晶铁氧体材料。

表3.15 各种磁头材料性能例子

种 类	饱和磁通 密度[T]	矫顽力 [$\times 10^3/4\pi$ (A/m)]	初始磁导率	电阻率 [$\mu\Omega\cdot\text{cm}$]	韦氏硬度
Mo-Ni-Fe(Permalloy)	0.7	0.015	50000	65	120
Al-Si-Fe(Alfesil)	1.1	0.04	30000	80	500
Ni-Zn铁氧体	0.35	0.2	1800	710 ¹⁰	700

二、磁性存储材料

1. 概述 对于记忆装置来说，一般要求存储容量大，记录·读出的速度要快。但是，目前，只利用一种装置尚不能满足多方面的要求，需要把各种各样的装置组合在一起使用。以电子计算机为例，依据使用要求不同，具有多种不同的装置。最快速的存储装置采用的是半导体集成电路；内存贮采用的是记忆磁芯；辅助记忆装置使用磁鼓、磁盘和磁卡片；对于更大容量的外部存储记忆装置采用磁带等。磁泡记忆装置的容量可以达到磁盘的程度，目前开发磁泡记忆装置的目的，主要是提高速度。

2. 磁芯记忆 所谓磁芯记忆就是利用如下所讲的原理实现信息的记录和读出。把具有矩形磁化特性的环状磁芯，装配成矩阵式磁芯板，在磁芯孔内穿入供写入·读出使用的导线。根据导线上的电流脉冲磁场，使磁芯上的剩余磁化强度出现正、负反转状态，从而实现信息的读和写。读写周期为 0.1~4 μ s，可靠性高，属于不挥发性记忆。因此，主要被用来做为电子计算机随机

存取的记忆装置使用。为了提高记忆存贮密度和存取速度，磁芯尺寸做得是越来越小。目前使用的环状铁氧体磁芯外径是0.5mm，内径是0.3mm，厚度在0.13mm以下。

要求磁芯材料应具有的性能是，为提高SN比(信噪比)磁滞回线的矩形性好、 B_s 高、翻转系数 S_w 要小，具有良好的温度特性。为节省电力，要求矫顽力要低。高速磁芯采用的是开关时间 t_s 比较短的Mn-Mg铁氧体。但为了得到良好的温度特性，广泛采用的是Li铁氧体。除此之外，为了容易烧结、提高饱和磁通密度、降低磁致伸缩系数，采用添加Cu、Ni、Zn等杂质的铁氧体，目前正在实际使用当中。现将这些铁氧体性能列举在表3.16中。

表3.16 做为记忆磁芯使用的各种铁氧体的性质

种 类		矫顽力 H_c [A/m]	翻转系数 S_w [A·s/m]	开关时间 t_s [μs]	使用温度范围 [°C]
Mn-Mg系		50~400	$2.7\sim5.7\times10^{-5}$	0.2~0.4	0~60
Li系	粒径2.3μm	~500	$\sim3\times10^{-5}$	0.12	-50~150
	粒径2.8μm	~120	$\sim8\times10^{-5}$	1.0	-50~150

注： $S_w = t_s(H_m - H_0) = kH_c t_s$ ， $H_0 \leq H_c$ ， $H_m \sim 1.5H_c$ 。

3. 磁鼓、磁盘、磁卡片、磁带存储 这些装置的不同之处只是机械结构，所采用的磁记录材料基本上是相同的，同上面介绍的记录介质没有什么变化。例如磁盘有涂敷型和连续介质型的。涂敷型磁盘采用的是 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ， $\text{Co-Fe}_3\text{O}_4$ ， $\text{Co-}\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ， CrO_2 ， Co-Fe 和Fe微粒材料。而连续介质磁盘采用的是溅射型 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜、电镀型的 Co-Ni-P 薄膜。为了提高记录密度，这些材料都正在继续开发利用之中。其性能除图3.19所示的同材料性质有关以外，还和制作技术有很大关系。

4. 磁性薄膜存储 在厚度为1μm以下的坡莫合金薄膜面内，付以单轴各向异性，借助于在该方向上剩余磁化强度的不同取向，实现信息存储。把这种存储方式叫做磁性薄膜存储。磁化强度的改变决定于磁化强度的一致转动过程，因此它具有开关时

间短的特点。另外，还可以在难磁化轴的方向上读取，利用脉冲磁场进行非破坏性读出。目前得到实际使用的有磁环线存储器。如图 3.20 所示，在直径 $0.1 \sim 0.2 \text{ mm}$ 的磷青铜或铍铜线的周围镀上一层厚度为 $1000 \text{ \AA} \sim 1 \mu\text{m}$ 的，成分大约为 $80\text{Ni}-20\text{Fe}$ 的坡莫合金，由它做为记录介质使用。采用的是一边给芯线通电一边进行电镀的工艺方法。该磁环线和字线呈正交方式构成。坡莫合金薄膜的易磁化方向落在圆周方向上，当字线和磁环线通入电流，就能使磁膜上的正交磁化强度实现反转和记忆存储状态。

除上述情况以外，做为存储材料使用的还有磁泡存储材料，关于这方面的内容请参阅第六章。

§ 3-4 特殊材料

一、结晶状态的特殊材料

这是一些很难像前面一些章节那样进行系统归纳总结的结晶态磁性材料，选择一些常用的叙述如下。

* 佐佐木：日本应用磁学会誌，Vol. 13, No. 41, (1979)。

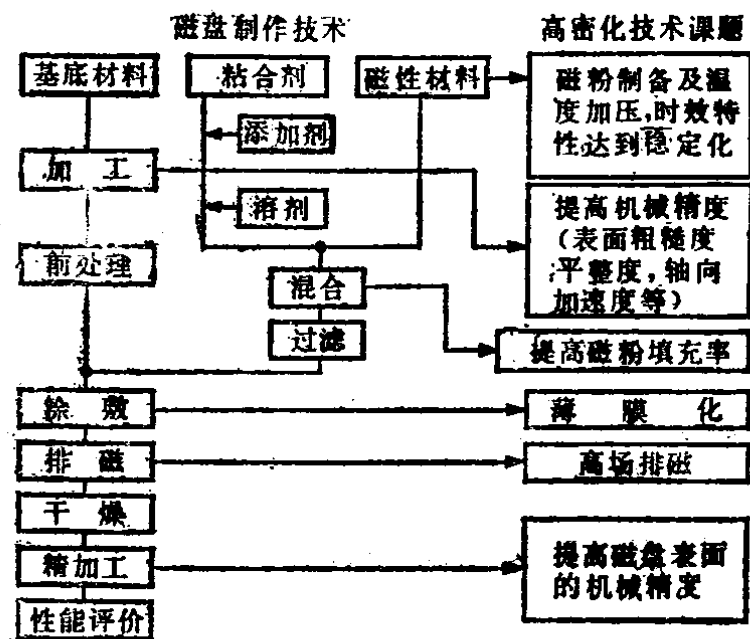


图3.19 涂敷型磁盘的高密度化

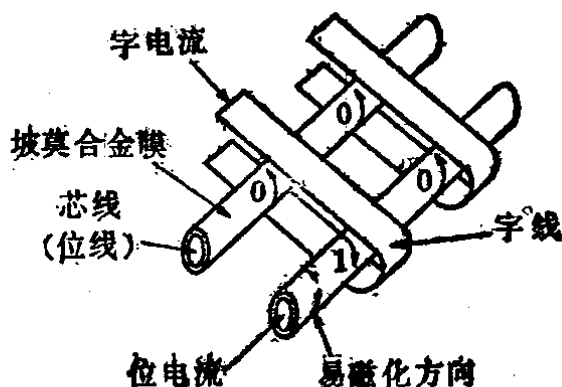


图3.20 磁环线存储器的结构*

1. 磁致伸缩材料 在 § 2-6 中已讲过, 强磁性材料被磁化时, 发生磁致伸缩现象。当对磁性物质施加应力, 又会引起磁化强度变化的逆过程。利用这种性质, 可以实现电振荡和机械振动之间的相互转换。把明显具有这种性质的材料称之为磁致伸缩材料。这种材料应具备的性质是, 高饱和磁致伸缩系数 λ_s 、磁化后 $\delta l/l$ 变化显著、磁滞损耗要小。因此, 希望这类材料要具有高电阻特性、低机械损耗、近似是全弹性体、大的杨氏模量。

通常, 利用复数的形式表示磁性—机械耦合系数。其实数部分 κ' 由下式给出。

$$(\kappa')^2 = \frac{4\pi\lambda_s^2\mu_{rev}}{E} \quad (3.11)$$

式中, λ_s 为动态磁致伸缩系数; μ_{rev} 为可逆导磁率; E 为杨氏模量。

式中的 κ' , 在磁性消失点以及磁化饱和点处为零。在其变化途中有极大值 κ'_m 。对于那些强磁各向异性材料, κ'_m 用下式表示,

$$\kappa'_m = \frac{\lambda_s^2 E_s}{A} \quad (3.12)$$

式中, E_s 为饱和时的杨氏模量、 A 为材料的各种各向异性性能之和。

根据上面所讲的理由, 希望材料要具有大的杨氏模量。

在表 3.17 中列举了各种材料的磁致伸缩性质。金属系材料具有加工性能好, 价格便宜等优点。但是为了减少涡流损耗, 需要把薄片状材料叠在一起再做成棒状或环状来使用。铁氧体系材料不必考虑它的涡流损耗, 普遍采用的是把它制成有利于机械振动的形状。做为机械滤波器和延迟线使用时, 最重要的参数是振动传播速度 v , 该参数已列在表中。但是, 由于这个参数和振子的形状、振动频率等因素有关系, 因此表中给出的只是个参考数值。

2. 半硬磁材料 矫顽力大约为 $1\sim 20\text{kA/m}$, 并具有矩形磁滞回线特性的材料叫做半硬磁材料。采用动态激磁法使之形成剩余磁化强度。在实际中主要是利用它的吸引力作用性质。实际用例有保持自身状态的中间继电器和磁滞电机等。半硬磁材料有, 淬火钢 (Cr 钢、Co-Cr 钢), α - γ 相变合金 (Fe-Co 系, Fe-

表3.17 磁致伸缩材料的各种性质

种 类	居里温度 [°C]	电阻率 [μΩ·cm]	λ_s ($\times 10^{-6}$)	κ_m	v [km/s]
镍99.9%Ni	358	7	- 33	0.15~0.31	4.8
海波尼克合金50%Ni, 50%Fe	500	40	+ 25	0.18~0.35	4.8
匡明德合金 49%Co, 49%Fe, 2%V	980	30	+ 70	0.20~0.32	—
阿尔费罗合金87%Fe, 13%Al	500	90	+ 40	—	—
Ni-Cu-Co铁氧体	530	$10^8 \sim 10^9$	- 28	0.2~0.32	—
Ni-Co铁氧体 $Ni_{0.978}Co_{0.027}Fe_2O_4$	590	$7 \cdot 10^{10}$	- 28	0.22~0.27	—

Co-Cr 系, Fe-Mn 系, Fe-Ni 系), 析晶硬质合金 (阿尔尼可、Fe-Co-Mn 系, Fe-Co 系) 等等。每一种材料的 B_r 都在 1.0~2.2 T。制做铁簧继电器、剩磁式舌簧开关铁芯和衔铁, 采用剩磁 B_r 大、矩形性好、加工性能和延展性良好的 3%V-48.5%Co-Fe 合金, 即所谓的记忆合金 ($B_r = 1.6 \sim 2.2$ T, $B_r/B_s = 0.95$, $H_c = 1.6 \sim 4.8$ kA/m) 等。制做磁滞电机的铁芯, 为了获得大转矩, 要求采用磁滞损耗大, $H_c = 5 \sim 20$ kA/m 的材料。即使用 9.5~13%V-52%Co-Fe 的维卡合金 (钒铁钴合金, $H_c \approx 8$ kA/m, $B_r \approx 1.2$ T) 和阿尔尼可合金等材料。

二、非晶态金属材料

以往的磁性材料都是结晶状态的, 从 1970 年 Pol Duwez 的研究工作开始, 出现了非晶态, 即所谓的非晶态金属磁性材料。世界各国为把它做为高导磁率材料、磁记录存贮材料、磁致伸缩材料使用, 正在全力以赴地进行开发研究工作。

对于非晶态的结构目前提出三种模型。第一种是各原子之间的相对位置是不同的, 连接原子间的键长和键角是不规则的, 叫做热凝固态无序形结构; 第二种是微晶镶嵌集合体, 微晶颗粒的大小以及排列是不规则的, 叫做微晶无序形结构; 第三种原子排列完全是无规则的, 从本质上讲是无序的, 称做拓扑无序形结构。

非晶态金属磁性材料, 在形态上有粉末微粒、薄膜和薄带

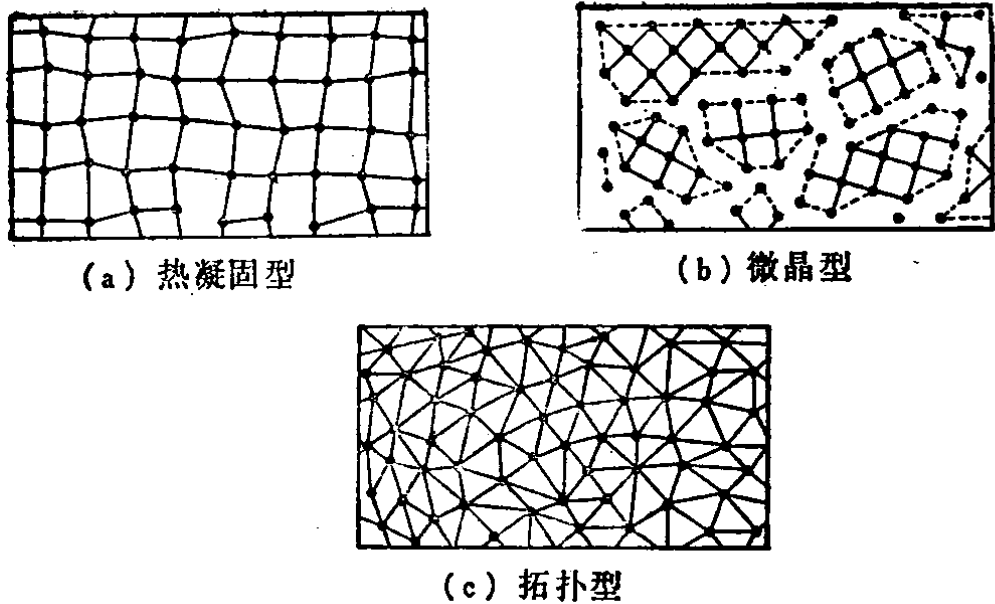


图3.21 非晶态金属的结构模型

形。磁性粉末是采用把易变成非晶态的磁性合金变成熔融态,然后把熔体分散在液体中进行急冷固化而成;非晶薄膜则是采用电镀法、真空蒸发法、溅射等方法制备而成的;制做薄带广范采用的单辊法,双辊法。如图3.22所示,具体做法是用喷嘴把熔融合金喷射到高速旋转,处于冷却状态的辊筒外壁上,使熔体迅速冷却而成。这种方法不含有合金

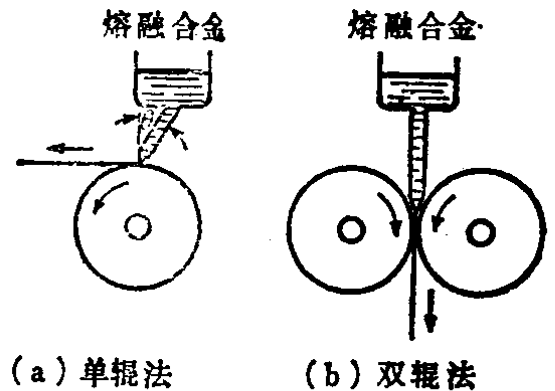


图3.22 非晶态磁性薄带的制备方法

铸造、锻造和压延等加工工序。因此,同传统的钢板加工工艺相比较,具有节能、适合磁性薄带大批量生产、价格便宜等优点。

在非晶态高磁导率材料中,有饱和磁通密度 B_s 稍低一些,但饱和磁致伸缩系数 λ_s 几乎趋近于零的超高磁导率的Co-Fe系合金和Ni-Fe系合金。以及磁导率稍低些,但饱和磁通密度较高的Fe系合金等。表3.18中列举了这些材料的静态磁性。从中可见,无论是哪种非晶态合金材料,电阻率均高于以往的磁性合金。电阻率都超过 $199\mu\Omega\cdot\text{cm}$,因此可以降低材料的涡流损耗。目前在开发研究中的非晶态磁性材料,目的是想做为铁芯材料使用。

表3.18 非晶态高导磁率材料的静态磁性

种	类	处理条件	饱和磁通密度 B_s [T]	剩余磁通密度 B_r [T]	矩形比 (B_r/B_s)	矫顽力 H_c [A/m]	最大磁导率 μ_m ($\times 10^3$)	饱和磁致伸缩 λ_s ($\times 10^{-6}$)	居里温度 T_c [°C]
高磁导率用	$Fe_5Co_{70}Si_{15}B_{10}$	急冷 磁场中冷却	0.67 0.67	0.23 0.55	0.35 0.82	0.79 1.19	130 250	≈ 0	430
	$Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$	急冷 外加张应力	0.83 0.83	0.41 0.77	0.49 0.93	0.79 0.56	410 1100	11	—
高磁通密度用	$Fe_{80}B_{16}P_4C_3$	急冷 外加张应力	1.71 1.71	0.40 1.46	0.23 0.85	5.7 3.2	62 365	29	292
	$Fe_{86}B_7C_7$	急冷 退火	1.74 1.79			3.8 3.3			310

对于 $(Fe_xNi_yCo_z)_{78}Si_8B_{14}$ ，可以通过调整其中的成份，来研究 λ_s 同成分之间的依赖关系。大约在 Fe 附近，可以获得 λ_s 的极大值，即超过 30×10^{-6} 以上。这种材料很有希望做为磁致伸缩材料来使用。

对于磁记录、存贮材料，采用溅射法制成 GdCo 薄膜、TbFe 薄膜。目前，人们正在研究的工作是，用激光对这种材料进行写入和热磁转写。

练习 题

〔1〕 若能够制备出 6.5%Si-Fe 的无趋向硅钢片，请参考图 3.1 试讨论它和 3.5%Si-Fe 无趋向硅钢片相比较，在磁学性质上各有哪些优缺点？

〔2〕 利用趋向硅钢片装成如图 3.23 所示的三相变压器铁芯。若采用三相线圈进行激磁，在相连接的 B 处形成圆形旋转磁通。试考虑在旋转磁通存在的条件下，测量硅钢片铁损的原理，并讨论利用这个原理测量铁损时，所存在的问题难点。

〔3〕 在交流磁场作用下，采用无趋向 45%Ni-Fe 的薄板和 80%Ni-Fe 合金薄板。试比较两者被采用后各自得失之处（优缺点）。

〔4〕 在 $MnO \cdot Fe_2O_3$ 中，按着 $(1-x):x$ 的比例关系固溶入 $ZnO \cdot Fe_2O_3$ 时，形成 $(\overrightarrow{Fe_{1-x}^{3+}} \overleftarrow{Zn_x^{2+}})O \cdot (\overrightarrow{Fe_{1+x}^{3+}} \overleftarrow{Mn_{1-x}^{2+}})O_3$ （箭头为自旋磁矩排

列方向) 离子排列状态。设 Fe^{3+} 、 Zn^{2+} 、 Mn^{2+} 离子磁矩 分别为 $5\mu_B$ 、 $0\mu_B$ 、 $5\mu_B$ ，试求出该复合铁氧体每一个分子的磁矩的数值？

〔5〕 设永久磁铁是单畴粉状颗粒状态，粉粒（长轴/短轴）长度比为 k 分别为 ∞ 、5 和 1 回转球体。试求依赖于形状的最大矫顽力 $M H_c$ ？设在这种情况下，饱和磁化强度 $M_s = 1.3 \text{ T}$ ，退磁场系数 N 表以下式

$$\left[\frac{k}{\sqrt{k^2 - 1}} \log_e (k + \sqrt{k^2 - 1}) - 1 \right] / (k^2 - 1)$$

并且短轴方向的 N_d 与长轴方向上的 N_l 之间存在关系为 $N_l + 2N_d = 1$ 。

〔6〕 在理想的各向异性整齐排列的单畴形永磁铁情况下，当退磁曲线的剩余磁化强度 $M_r = 0.2 \text{ T}$ ，矫顽力 $M H_c = 3 \times 10^5 \text{ A/m}$ 时，试求该磁铁的 B_r ， $B H_c$ 和 $(B \cdot H)_{\max}$ ？

〔7〕 如图 3.24 所示的含有永磁铁的磁路中，在空隙 G 处的磁场强度为 H_G 时，试求永久磁铁最小体积 V_m 。另外，当永久磁铁具有〔6〕题给出的特性时，且 $V_G = 10^{-3} \text{ m}^3$ ， $H_G = 10^6 / 4\pi \text{ A/m}$ ，试求 V_m 值？

〔8〕 为了评判出用非晶态高磁导率材料取代以往的坡莫合金等材料，试讨论应该要搞清楚哪些性质问题。

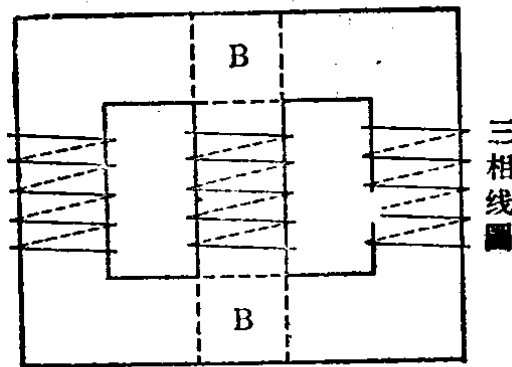


图 3.23

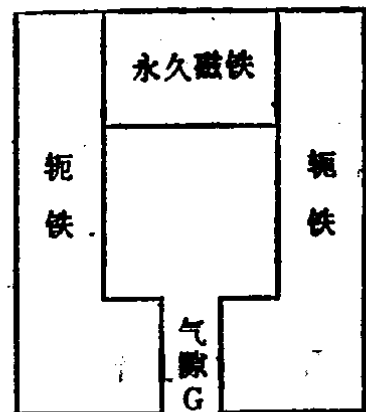


图 3.24

参考文献

整体参考资料

- 1) 電気学会編：電気工学ハンドブック，第9編第5章磁性材料（1978）
- 2) 近角ら編：磁性体ハンドブック，朝倉書店（1975）
- 3) 平井，成田ら編：電気材料，第4章磁性体材料（1980）
- 4) 成田，大重：電気材料，森北出版（1973）

部分参考资料

- 5) C. W. Chen: Magnetism and Metallurgy of Soft Magnetic Materials, North-Holland (1977)
- 6) 岩間ら編：硬質磁性材料，丸善（1976）

第四章 功率磁性器件

磁的应用范围大致可分为两个方面，一个是用作信息存储和传输，另一个是用于功率的变换和控制，而功率磁性器件就是指用于功率范围的器件的总称。磁在信息方面的应用历史比较短，而在功率方面应用的历史则比较长。从十九世纪中叶诞生了变压器和发电机开始，磁性器件就成为电工学的支柱之一不断地发展起来。因而，要说到功率磁性器件，根据定义应该首先从变压器和发电机开始讲起比较恰当，但是由于这方面的应用历史很长，内容很多，不是本章所能解决的。考虑到变压器和电感线圈是帮助读者理解磁路的最好的例子，所以本章仅就变压器和电感线圈方面的内容加以讨论，用了大部分的篇幅来阐述应用非线性磁化特性的各种器件。

§ 4-1 磁 路

一、磁路和电路

由磁导率较高的磁性材料所构成的磁通路径叫磁路。在图4.1所示的磁路上，绕有 N 匝线圈，当在这个线圈中流过的电流为 I 〔A〕时，就会产生大小等于 $N \cdot I$ 〔安匝〕的磁动势。当 $N \cdot I$ 的数值不太大时，所产生的磁通 Φ 的大小与 $N \cdot I$ 成正比。若将这个比例常数记为 R_m ，磁动势记为 F ，则它们之间的关系可表示如下

$$\Phi = \frac{F}{R_m} \quad (4.1)$$

这一关系与电流 I 、电压 V 和电阻 R 之间的关系

$$I = \frac{V}{R} \quad (4.2)$$

相似。而且，磁通 Φ 与电流 I 还具有相同的性质，即没有始端和终端，形成一个闭环。另外 R_m 与磁路的长度 l 成正比、与截面积 S 和磁导率 μ 成反比，而电路中的电阻 R 与电阻丝的长度 l 成正比、与截面积 S 和电导率 σ 成反比。因此 R_m 和电路中的电阻又完全相似，所以把 R_m 叫

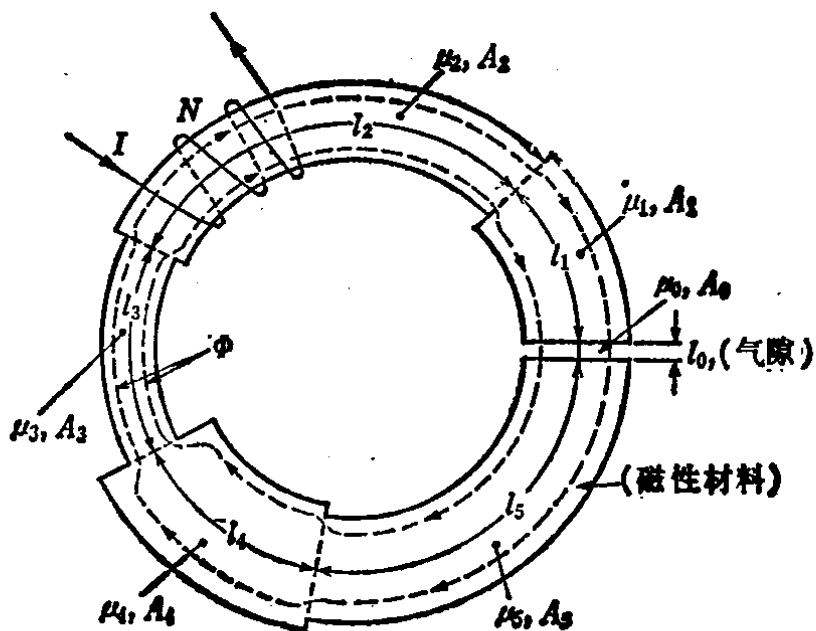


图4.1 磁路

做磁阻。在图 4.1 的磁路中，由于各段的截面积或磁导率尽相同，所以这种情况的总磁阻 R_m 的计算公式为

$$R_m = \sum_{i=0}^5 \frac{l_i}{\mu_i A_i} \quad (4.3)$$

这个公式与图 4.2 所示电路的总电阻 R 的计算公式

$$R = \sum_{i=0}^5 \frac{l_i}{\sigma_i A_i} \quad (4.4)$$

完全相似。

另外，在电路中经常使用的克希荷夫定律对磁路也同样适用。即如果用 F 代替 V ，用 Φ 代替 I ，用 R_m 代替 R ，则有：

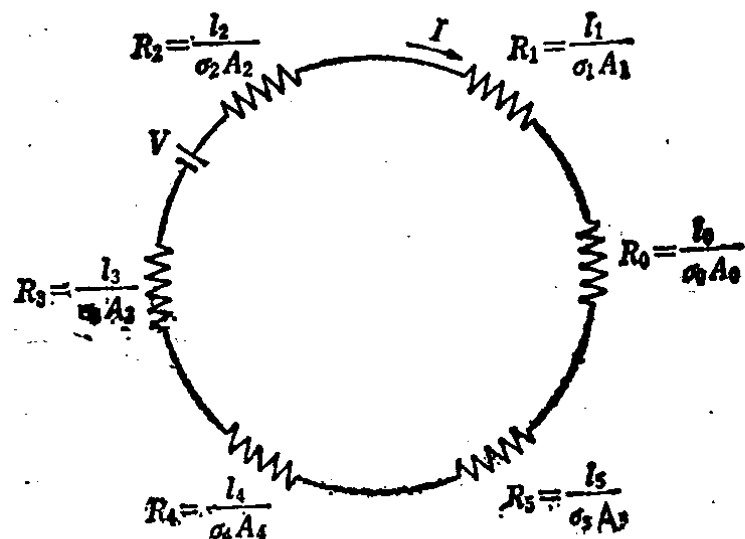


图4.2 与磁路等效的电路

(1) 在磁路的节点上，流入的磁通与流出的磁通大小相等

(这意味着磁通的路径是闭合的, 在中途不会中断)。

(2) 如果考虑一个闭合磁路, 则构成该闭合磁路的各部分的磁通与磁阻乘积之和等于加在该闭合磁路上的所有磁动势($N \cdot I$)之和。

为具体说明上述定律, 试分析图 4.3 所示的磁路

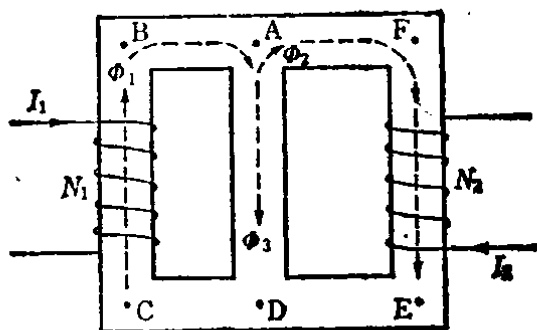


图4.3 三角磁心

设磁路 ABCD 的磁阻为 R_{m1} 、AD 间的磁阻为 R_{m3} 、AFED 间的磁阻为 R_{m2} , 各段磁路中的磁通 如图所示分别为 Φ_1 、 Φ_3 、 Φ_2 , 则在图中的 A 点处, Φ_1 与 $-\Phi_2$ 合成为 Φ_3 , 所以下式成立

$$\Phi_1 - \Phi_2 = \Phi_3 \quad (4.5)$$

另外, 在 ABCDEFA 这一闭合磁路中, 磁动势 $N_1 I_1$ 、 $N_2 I_2$ 与 Φ_1 和 Φ_2 同方向, 所以

$$N_1 I_1 + N_2 I_2 = \Phi_1 R_{m1} + \Phi_2 R_{m2} \quad (4.6)$$

在 ABCDA 闭合磁路中, 有

$$N_1 I_1 = \Phi_1 R_{m1} + \Phi_3 R_{m3} \quad (4.7)$$

上述这三个等式与下列的图 4.4 电路的三个等式完全相似。

$$I_1 - I_2 = I_3 \quad (4.8)$$

$$V_1 + V_2 = I_1 R_1 + I_2 R_2 \quad (4.9)$$

$$V_1 = I_1 R_1 + I_3 R_3 \quad (4.10)$$

但是, 在磁路中由于磁性材料的磁导率 μ 充其量不过是空气磁导率 μ_0 的 $10^4 \sim 10^5$ 倍, 所以严格讲在磁路外面要产生一部分漏磁通。然而电路情况完全不同, 因为通常空气的电导率认为是 0, 所以电流就完全不会在电路导体外面流动。因此如果讲相似的话, 应该说磁路是与浸在具有一定电导率的水中的电路相似。也由于同样的原因, 图 4.1 中气隙部分的磁通就发生图 4.5 所示的向外扩散的现象。这样气隙部分的有效截面积 A_0 就与气隙两端导磁性材料的截面积 A 不相等, 而是 A_0 大于 A 。当气隙长度 δ 与气隙两端磁路宽度 a 之比越大, A_0 就越大于 A 。要正确计算

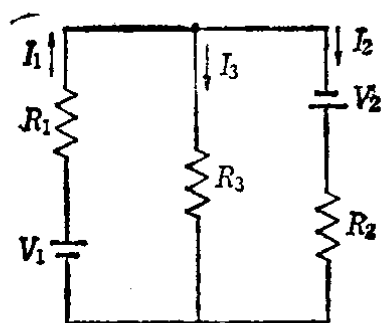


图4.4 三角磁心的等价回路

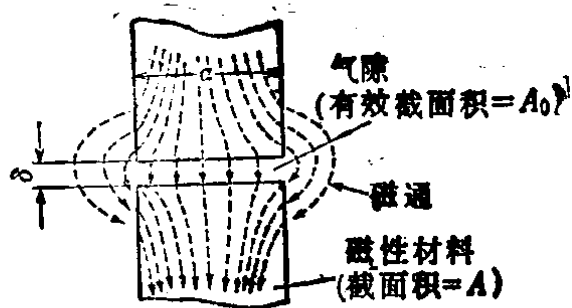


图4.5 气隙部分的磁通分布

A_0 与 A 的比值是比较麻烦的，在此省略。为了近似计算，需要做如下考虑，当磁通经过气隙的地方，其磁路宽度要大于无气隙处的磁路宽度，即在原磁路宽度 a 的基础上，在它的两侧加宽 δ 大小。

二、磁路的结构与材料

通常磁路中能使用的磁性材料的磁导率 μ 非常高，其大小约为 μ_0 的 $10^3 \sim 10^5$ 倍。因此，如果磁路中所使用的磁性材料的磁导率 μ 为 μ_0 的 10^4 倍，而截面积又各处相同的话，那么 $1\mu\text{m}$ 的气隙的磁阻就与 1cm 长的磁性材料所具有的磁阻相等。这就是说，即使气隙很小，其磁阻仍然相当可观。

所以当需要用尽可能小的磁动势来产生较大的磁通时，应尽可能减少气隙。但是，为了绕制线圈方便起见，又需要把磁心如图4.6所示那样切成两部分。这样一来，即使极其注意对断面进行研磨，但由于空气中存在粉尘等原因，就会产生几个微米的气隙。因此，为了用很小的磁动势就能产生磁通，除了前述的要采用高磁导率的磁性材料外，还必须在减少气隙上下功夫。如果磁心是用 μ 小于 $10^4\mu_0$ 的磁性材料，例如用硅钢带或铁氧体做成的话，经常采用图4.6所示的C形磁心结构。而如果用 μ 大于 $10^5\mu_0$ 的高磁导率材料，例如用镍铁相超导

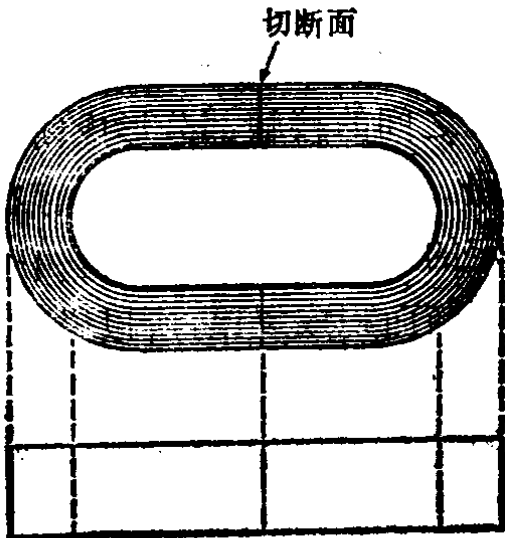


图4.6 C形磁心的结构

而如果用 μ 大于 $10^5\mu_0$ 的高磁导率材料，例如用镍铁相超导

磁合金来做的话，则采用如图 4.7 所示的结构，即把氧化铝等在高温下也不会变质的绝缘材料粉末涂敷在磁性材料薄带上，然后卷成螺旋状，构成环形磁心。这种情况下绕制线圈是相当麻烦的，另外由于高磁导率的材料在发生机械变形或受到冲击时磁化特性将完全改变，所以在磁心上绕制线圈时，通常要把磁心放在绝缘的塑料盒内，然后在塑料盒上绕线，以避免发生机械变形。在磁通变化幅度仅为饱和磁通 Φ_s 的 $1/3$ 以下时，可采用图 4.8 所示的结构，即将磁性材料冲裁成形，然后将接缝处互相交替叠装起来。这样磁通就可避开接缝处，而通过面积比较大的片与片之间的接触部分形成闭合通路。虽然片与片之间仍存在一定的间隙，即便如此，但由于磁阻与面积成反比，所以磁通在通过片与片接触部分时，这部分的磁阻就变得非常小。在使用图 4.8 所示的冲片进行叠装时，要将冲片的舌心部分在接缝处稍稍往下掀开，然后将舌心塞进已经绕了线圈的骨架孔中，这样线圈就装在舌心上了。由于接缝部分是每隔一片交替重叠，所以磁路的有效截面积只有一半，因此这种结构最好用在磁通是饱和磁通一半以下，尽可能在 $1/3$ 以下的情况。

在利用磁饱和现象的场合，就需要能以尽可能小的磁动势迅速磁化而饱和。这时应该用矫顽力 H_c 比较小的、在比较小的磁场强度下就能饱和的磁性材料，如坡莫合金。如果希望 H_c 大一

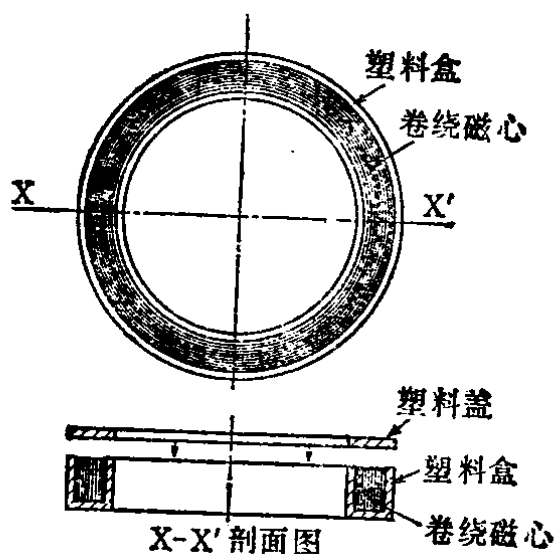


图4.7 环形卷绕磁心的结构

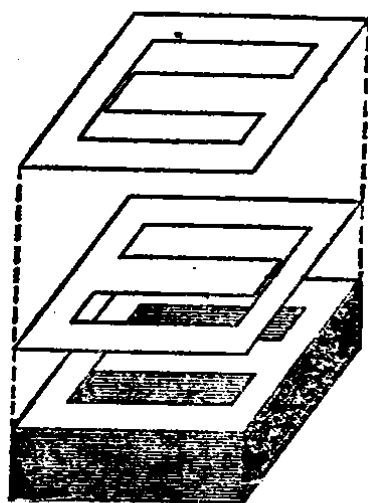


图4.8 叠片磁心的一种

些而又要求能迅速饱和，这时可采用含镍 50% 的坡莫合金。而如果要要求磁滞损耗要小，则可采用含镍 78%（有的为 79%）的坡莫合金系列的铁镍钼超导磁合金。

为了保证能从不饱和区迅速地进入饱和区，以便产生一个突然的状态变化，在磁路内就不能有气隙，而且必须整个磁路具有相同的截面积。这是因为如果磁路中有一部分的截面积较小，那么首先在那里就会产生饱和，这一部分已经饱和的磁路对于再继续增加的磁通来说，它所起的作用就相当于 μ 值很小的气隙一样，结果在从不饱和区转入饱和区的过程中就出现了中间状态的特性。因此，磁放大器、倍频器等多数采用图 4.7 所示的环形磁心。

在磁路中，存在着由于磁滞而引起的损耗和由于涡流而引起的损耗。铁氧体磁心由于其电阻率很高，所以没有涡流损耗，而所有金属材料的磁心都存在涡流损耗，并与所使用频率的平方成正比增加。另外，在冲片叠成的磁心中，磁化过程并不是各处都一样，磁化状态的变化是以磁畴壁移动的形式产生的，这样就会出现由于局部性的磁畴壁迅速移动而产生磁通变化的现象。这种现象与频率增加的效果一样，将会造成涡流损耗增加，这增加的部分叫做异常涡流损耗。在冲片内所产生的磁畴越小，磁畴壁数量越多，这种异常涡流就越小。一般若设磁心每单位重量的损耗为 W 、使用频率为 f ，则近似有下列关系

$$W = w_h f + w_e f^2 \quad (4.11)$$

式中第一项是磁滞损耗、第二项是包含异常部分在内的涡流损耗。第二项的系数 w_e 与冲片厚薄有关，冲片越薄越小。另外要注意的是，即使是同一种材料同样厚度，由于热处理的不同， w_h 或 w_e 都会不一样。

特别在磁通大幅度变化时，这个磁路损耗就变得很大。所以在设计器件的时候，必须充分考虑到线圈内的损耗（即铜耗）和磁路中的损耗（即铁耗）这两个因素来评价器件的温升指标。当然，如果按两者的最大值来进行设计，使得温升仍在允许范围之

内的话, 器件是很安全的。但是也有这种情况, 如磁放大器, 在产生最大铜耗的时候磁通经常是饱和值, 由于磁通不发生变化, 因此铁耗就几乎不产生。在这样的例子中, 就要充分研究在什么状态下两个损耗之和为最大, 而设计时就应在这最大损耗的情况下使温升在允许范围之内。另外对实际生产的器件进行温升试验时, 重要的一点是要在两个损耗之和为最大的条件下进行, 这一点当器件使用的频率越高就越重要。

§ 4-2 含有磁铁的磁路

含有磁铁的磁路 (以下简称永磁回路) 有两种工作情况, 一种是它的工作点处于退磁曲线上的一点, 另一种是在两个以上工作点之间来回移动。为简便起见, 将前者称为静态永磁回路, 而后者称为动态永磁回路。下面分别叙述这两种磁路的设计原理。

一、静态永磁回路的设计

用于静态永磁回路的设计方法有下面两种。

1. 磁荷法 当磁铁内部的磁化强度 M 与磁化方向分布一致的时候, 磁铁内部的磁通密度分布由下式决定

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (4.12)$$

在永磁回路中, 由于一般没有外加的励磁磁场, 所以对磁路中的磁场强度 H 来说, 它满足 $\nabla \times \mathbf{H} = 0$ 的关系。而磁场强度 H , 如下所示, 又可以用适当的标量势 ϕ_m 来表示

$$\mathbf{H} = -\nabla \phi_m \quad (4.13)$$

另外, 磁路中经常有 $\nabla \mathbf{B} = 0$ 存在, 所以

$$\nabla \mathbf{B} = -\mu_0 \nabla^2 \phi_m + \nabla \mathbf{M} = 0 \quad (4.14)$$

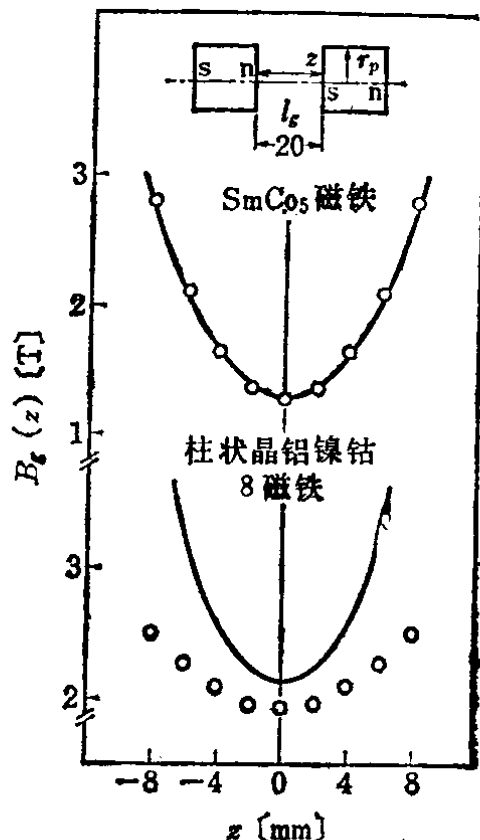


图4.9 相对放置的两块圆柱形磁铁之间气隙磁场的分布
(实线: 计算值, 点线: 实测值)

因此, 如果磁路的介质是均匀而且是各向同性的话, 上式就与泊松公式一致。所以只要设磁铁端面磁荷分布是均匀的, 就可计算出标量势 ϕ_m , 进而可算出气隙磁场。

根据上式方法, 若有两个半径为 r_p 的圆柱形磁铁, 当中间隔为 l_g 相对放置, 如图 4.9 所示, 则其轴向磁通密度 $B_z(z)$ 可用下式表示

$$B_z(z) = H_z(z) = \frac{B_r}{2} \left\{ \frac{l_m + \frac{1}{2} l_g + z}{\sqrt{r_p^2 + \left(l_m + \frac{1}{2} l_g + z \right)^2}} - \frac{\frac{1}{2} l_g + z}{\sqrt{r_p^2 + \left(\frac{1}{2} l_g + z \right)^2}} + \frac{l_m + \frac{1}{2} l_g - z}{\sqrt{r_p^2 + \left(l_m + \frac{1}{2} l_g - z \right)^2}} - \frac{\frac{1}{2} l_g - z}{\sqrt{r_p^2 + \left(\frac{1}{2} l_g - z \right)^2}} \right\} \quad (4.15)$$

式中 $B_r = 4\pi M_r$ (M_r : 剩余磁化强度);

l_m ——圆柱形磁铁长度;

z ——轴向坐标。

图 4.9 所示为 SmCo_5 磁铁 ($\phi 18 \times 15 \text{ mm}$) 和柱状晶 铝 镍 钴 8 磁铁 ($\phi 24 \times 23 \text{ mm}$) 的计算和实测结果。从该图可以说明, 上述方法对于由稀土钴磁铁和 Sr 铁氧体磁铁所构成的永磁回路是适用的。如果计算出所给定的永磁回路中的 B_z , 如后面所述, 就可算出所使用的永磁材料的体积。

2. 磁导法 永磁回路中, 多数情况下是磁极与磁轭同时采

用, 这时在磁荷法中所使用的磁化强度 M 就难以估计, 碰到这种情况可采用下面的方法

(1) 设计方法的根据 下列等式是本方法的基础

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (4.16)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = 0 \quad \text{或者} \quad \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (4.17)$$

一般说, 磁铁中的磁通并不是全部进入有效气隙, 在气隙以外的空间也有漏磁通产生。所以磁通可用下式表示

$$B_M A_M = \sigma B_g A_g \quad (4.18)$$

式中 B_M, B_g ——分别是磁铁和有效气隙中的磁通密度;

A_M, A_g ——分别是磁铁和有效气隙的截面积;

σ ——漏磁系数 (> 1)。

使用式 (4.17) 时, 在永磁回路中是没有外部施加的磁动势, 而是用磁铁的磁动势 ($-H_M l_M$) 来代替。磁铁的磁动势一般并不是全部都用来产生有效气隙的磁场, 所以磁场强度应该用下式表示

$$H_M l_M = f H_g l_g \quad (4.19)$$

式中 H_M, H_g ——分别是磁铁内退磁磁场强度和有效气隙内的磁场强度;

l_M, l_g ——分别是磁铁长度和有效气隙长度;

f ——磁动势损失系数 (> 1)。

根据式 (4.18) 和式 (4.19) 可得

$$\frac{B_M}{H_M} = \frac{l_M}{A_M} \cdot \frac{A_g}{l_g} \left(\frac{\sigma}{f} \right) \quad (4.20)$$

这样, 对于任意的永磁回路, 如果 σ 和 f 已知, 则根据上式可求出永磁材料的磁导系数 $p (= B_M / H_M)$ 。然后从所使用的磁铁退磁曲线的原点引一条斜率为 $\tan^{-1} p$ 的直线, 即所谓磁导系数线*, 如图 4.10 所示, 该直线与退磁曲线的交点就决定了磁铁的工作点 $P(B_M, H_M)$ 。再将这个值代入式 (4.18) 或式 (4.19), 即可算出所要求的有效气隙磁场强度。

* 亦称负载线——译注

用这个方法来说设计永磁回路时，需要知道所给的永磁回路的 σ 与 f 。下面通过具体的例子来说明 σ 与 f 的求法。

(2) 漏磁系数和磁动势损失系数的估算 永磁回路一般还包括磁轭部分,如图 4.11 所示。这个永磁回路可用等效的直流电路近似地表示。图 4.12 所示是图 4.11 永磁回路的等效电路。磁铁用直流电源代替,电源的输出电压相当于磁铁的磁动势,磁通 Φ_m 用电源流出的

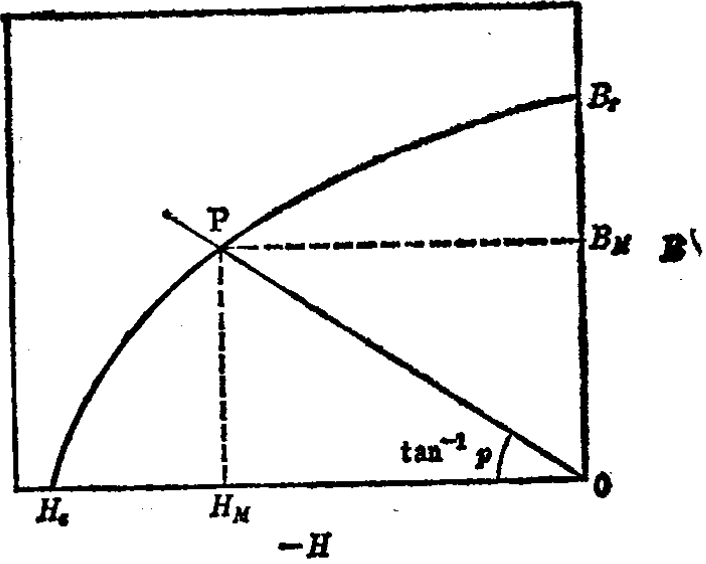


图4.10 磁铁的工作点 $P(B_M、H_M)$

的电流来代替。图 4.12 中 $P_s、P_f、P_{ly}$ 和 P_{lm} 分别是气隙磁路及气隙周围、磁轭周围和磁铁周围的漏磁磁路的磁导, P_y 和 P_m 分别是磁轭以及磁轭和磁铁间的气隙的磁导。一般永磁回路中的 P_y 和 P_m 相当大,也就是说磁阻相当小,所以这个等效电路可改画成图 4.12(b) 的形式。这里 $P_s = P_y + P_m$ 。设磁铁的有效磁动势为 F_s , 则

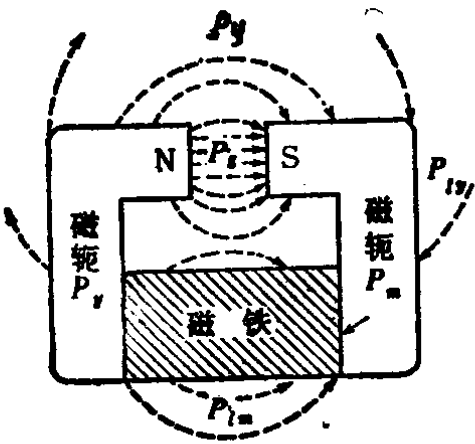


图4.11 具有磁轭的永磁回路

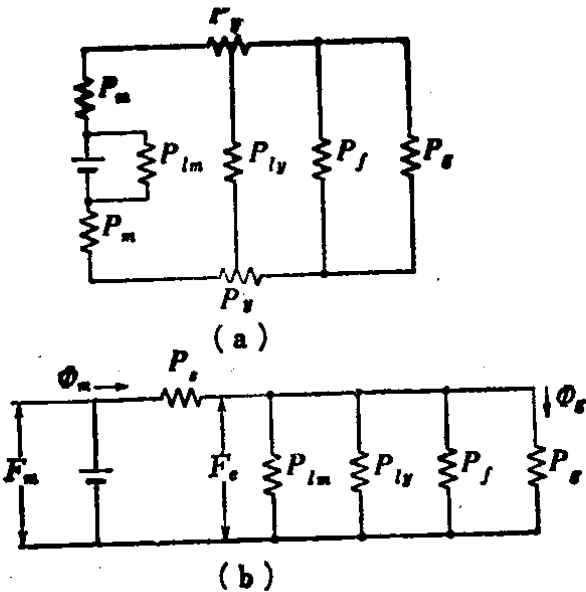


图4.12 图4.11永磁回路的等效直流电路

$$\Phi_g = P_g F_g \quad (4.21)$$

$$\Phi_m = (P_g + P_f + P_{ly} + P_{lm}) F_g \quad (4.22)$$

因此漏磁系数 σ 和磁动势损失系数 f 可按下式求出

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\Phi_m}{\Phi_g} = \frac{P_g + P_f + P_{ly} + P_{lm}}{P_g} \\ &\equiv \frac{P_l}{P_g} \end{aligned} \quad (4.23)$$

$$f = \frac{H_M l_M}{H_g l_g} = \frac{F_g + \Phi_m / P_g}{F_g} = 1 + \frac{P_l}{P_g} \quad (4.24)$$

如上所述, 若各部分磁导的数值已知的话, 则 σ 和 f 即可求出。

(3) 永磁回路的设计 根据式(4.18)和式(4.19), 气隙内的能量和磁铁内的能量之间的关系可用下式表示

$$B_g H_g V_g = \frac{1}{\sigma f} B_M H_M V_M \quad (4.25)$$

式中 V_g 、 V_M ——分别是气隙磁路和磁铁的体积。

等式左边是设计永磁回路时需要满足的条件, 而右边是由所使用的磁铁的种类和永磁回路的形状和尺寸来决定。永磁回路设计的目的是要使 V_M 为最小, 为此按下面两步的顺序进行:

(1) 设计永磁回路的结构, 使 σ 和 f 为最小;

(2) 选用磁铁形状和材料, 使其 $B_M H_M$ 为最大。

这样, 使用磁铁时, 在气隙中的磁场能量, 也就是说磁场强弱是由磁铁的 B 和 H 值的乘积来决定的。因此在评价磁铁性能的时候也要采用磁铁的 B 和 H 值乘积的最大值, 即最大磁能积 $(B \cdot H)_{\max}$ 。

二、动态永磁回路的设计

动态永磁回路有两种:

(1) 一种回路是由于气隙条件变化而引起磁场能量的变化;

(2) 另一种回路是随着机—电能量转换而产生的电枢对磁铁的重复的反作用, 它是一种反磁动势的作用。

1. 气隙条件变化的永磁回路设计 如图 4.13 所示, 以磁铁吸引铁片为例加以说明。

在仅有磁铁时, 其工作点可根据它的磁导系数 p_0 来决定, 为 P 点 (B_0, H_0)。这时若设磁铁的漏磁导为 P_l , 则下式成立

$$p_0 = \frac{B_0}{H_0} = \frac{l_M}{A_M} \cdot \frac{P_l}{f} \quad (4.26)$$

当被吸引的铁片靠近磁铁时, 若气隙长度为 l_s , 则此时的工作点就由这时的永磁回路的磁导系数 p_s 来决定, 它位于由 P_l 所决定的磁导系数线 OP' 上。这时, 工作点从 P 点沿回复线 PB 移动, 回复线的斜率由回复磁导率 μ_{rec} 决定, 最后工作点落在 OP' 上的 Q 点 (B_M, H_M)。若设气隙磁路的磁导为 $P_s (= \mu_0 A_M / 2 l_s)$, 则下式成立

$$p_s = \frac{B_M}{H_M} = \frac{l_M}{A_M} \cdot \frac{P_l + P_s}{f} \quad (4.27)$$

当铁片被吸引靠近磁铁时, 磁铁所具有的磁场能量是 $B_M H_M$, 用面积 $QB_M OH_M$ 表示。在气隙中所储存的直流磁场能量用面积 $QB_M B_l R$ 表示, 它称为有效回复能量积, 可用下式表示

$$E_r = (B_M - B_l) H_M l_M A_M \quad (4.28)$$

在该点可以把磁路看成是静态永磁回路来处理, 所以上式可改写为

$$E_r = B_s H_s \cdot \frac{A_s l_s}{f} \quad (4.29)$$

因此, 在该状态下磁铁的吸引力 F 可根据下式求出

$$F = - \frac{\partial E_r}{\partial l_s} = - A_s \frac{B_s H_s}{f} \quad (4.30)$$

这种动态永磁回路, 其设计的目的是为了能得到所需要的吸

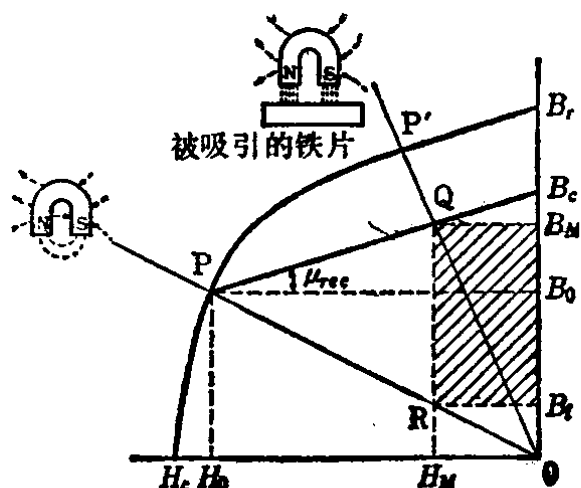


图4.13 气隙条件变化时
永磁回路工作点的移动

引力。虽不能一概而论，但一般情况下进行设计时使 E_r 为最大值即可。

2. 具有电枢反作用的永磁回路设计 这种磁路比气隙条件变化的情况要复杂得多，但永磁回路的状态变化却和 (a) 非常相似。详细情况请参考前面列出的有关书籍。

§ 4-3 变压器和电感

变压器是最早应用的一种磁性器件，目前还没有其它的方法能代替它的功能。现在有大到几十万 kW 的大型变压器，有小到几 W 以下的小型变压器，应用非常广泛。因而对其设计方法进行了详细的研究，这里仅原理性地做一些极简单的说明。另外电感线圈具有与变压器类似的结构，所以也放在本节中加以说明。

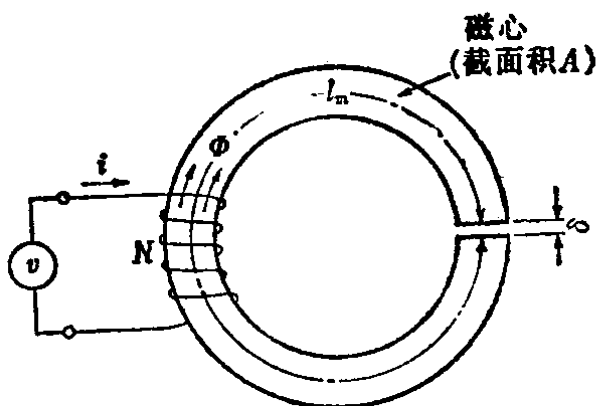


图 4.14 磁路 (说明电感线圈用)

一、电感线圈

如图 4.14 所示，在磁路上若有圈数为 N 的线圈，当线圈两端加上交流电压，则在线圈中流过电流 i ，从而产生磁通 Φ 。若设磁路的磁阻为 R_m ，则

$$\Phi = \frac{iN}{R_m}$$

因为线圈中所产生的感应电势与所加的电压平衡，所以

$$v = N \frac{d\Phi}{dt} = N \frac{d\Phi}{di} \cdot \frac{di}{dt} = \frac{N^2}{R_m} \cdot \frac{di}{dt} \quad (4.31)$$

将右边的系数写为

$$N \frac{d\Phi}{di} = \frac{N^2}{R_m} = L \quad (4.32)$$

这个系数就定义为电感。若图 4.14 所示磁路的气隙长度 δ 比较小，而磁心的磁导率 μ 认为与 Φ 无关是一个定值，则磁路的磁阻 R_m 可写为

$$R_m = \frac{l_m}{\mu A} + \frac{\delta}{\mu_0 A} \quad (4.33)$$

则电感 L 可用下式表示

$$L = \frac{N^2}{\left(\frac{l_m}{\mu A}\right) + \left(\frac{\delta}{\mu_0 A}\right)} \quad (4.34)$$

通常因为 μ 为 μ_0 的 $10^3 \sim 10^4$ 倍以上, 所以磁阻 R_m 可近似认为仅仅是气隙部分的磁阻。所以

$$L \approx \frac{\mu_0 A N^2}{\delta} \quad (4.35)$$

由于磁心的磁导率 μ 将随磁通 Φ 而变, 而且还受温度变化的影响, 在磁路中加进气隙就可以避免这些因素的影响, 这就是加进气隙的最大的理由。

电感线圈所能加的最大电压, 是按照磁心中的磁通不达到饱和为条件来选取的。设式 (4.31) 中所加的电压为

$$v = v_m \sin \omega t$$

则

$$d\Phi = \frac{v_m}{N} \sin \omega t dt$$

将上式进行积分可得

$$\Phi = -\frac{v_m}{N\omega} \cos \omega t + \text{const}$$

设磁通在正常情况下以零为中心变化, 则 const 为零, 上式就可写为

$$\Phi = -\frac{v_m}{N\omega} \cos \omega t = \frac{v_m}{N\omega} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right)$$

式中 $(v_m/N\omega)$ 表示磁通振幅 Φ_m 。为了使电感的数值不因 Φ 的大小而变, 磁通振幅 Φ_m 就必须选取为不大于磁化曲线接近饱和、曲线发生弯曲的稍前一点的数值。设这个值为 Φ_c , 则要使得在所加电压为 v 时电感具有线性特性, 圈数 N 就必须满足下列条件

$$N \geq \frac{v_m}{\omega \Phi_c} \quad (4.36)$$

另外，电流流过线圈要发出焦耳热，线圈温度就要升高，所以在选用线圈导线粗细时，必须要使线圈温度不超过所使用铜线的表面材料或绝缘的最高允许温度。通常空气冷却的小型电感线圈（几百 VA 以下），铜线的最大电流密度可以按铜线截面积每平方毫米 1.5~2.0 A 来选取。设根据这一条件所规定的最大允许电流为 I_m ，不使磁心饱和的最大电压为 V_m ，那么在绕制电感线圈时，希望要满足下列条件，即

$$I_m = \frac{V_m}{\omega L} \quad (4.37)$$

在设计电感线圈时，要根据上式来选取磁心的尺寸。

二、变压器

变压器是一种变换装置，它有若干个线圈，通过磁路按电磁感应原理耦合起来，在变换过程中电压和电流的损失是极其微小的。各种变压器的原理都是一样的，但由于用途不同，可分为下列几种：

- (1) 电力变压器；
- (2) 通讯变压器；
- (3) 测量变压器（通称 PT）；
- (4) 电流互感器（通称 CT）；
- (5) 脉冲变压器。

另外，一次绕组和二次绕组绝缘的称为隔离变压器，而一次或二次绕组是相应另一侧绕组的一部分的这种非绝缘式的称为自耦变压器或单绕组变压器。

1. 变压器的结构 单相变压器的结构如图 4.15 所示。图 (a) 是在铁心外侧绕有绕组，称为心式。而图 (b) 和图 (c) 是绕组在内，铁心在外侧，这称为壳式。图 (a) 和图 (b) 是利用冲模将磁性材料冲成叠片，然后叠装起来组成磁路。图 (c) 是用带状的磁性材料卷成环形，再经热处理去除应力后切断和研磨，形

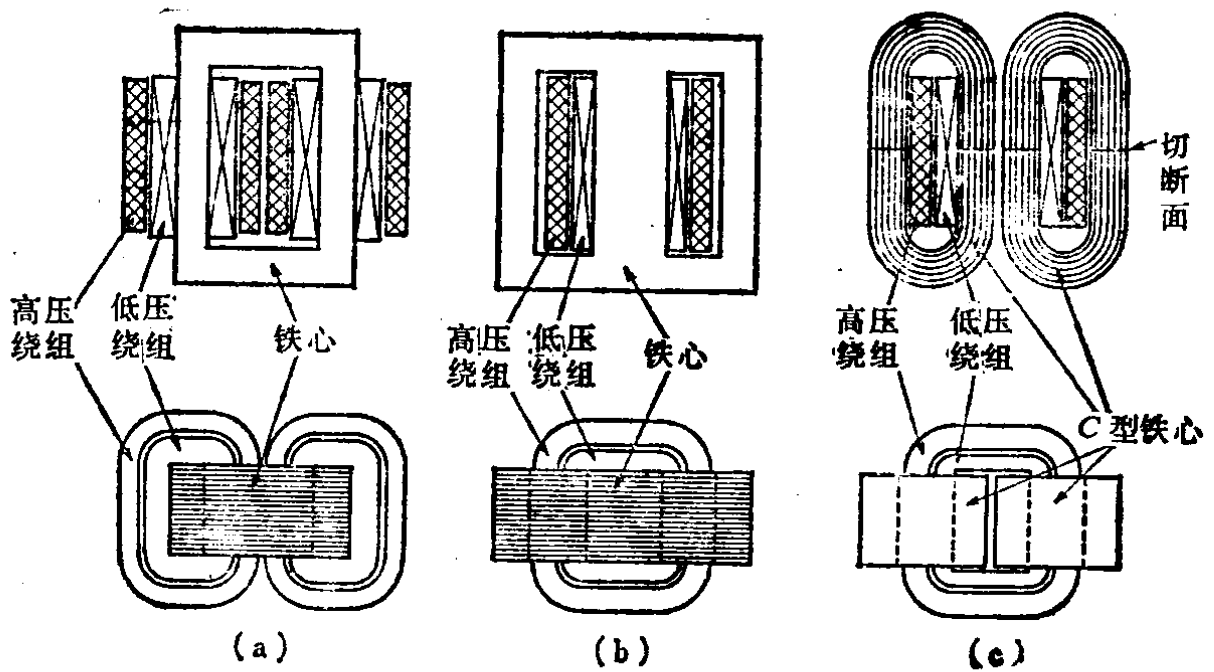


图4.15 变压器的结构举例

成所谓 C 型铁心。然后将铁心插入绕组中，并使断面处很好吻合，以尽可能减少气隙，这样就形成了闭合磁路。磁性材料在冲剪时，要产生机械应力，对于小型变压器来说影响较大，会使磁性能变得很差，因此图4.15(a)(b)的结构适用于大型变压器。图(c)所示的 C 型铁心，由于应力而产生的对磁化特性的影响比较少，而且冷轧硅钢带这一类材料是单轴各向异性材料，仅在硅钢带的长度方向(即轧制方向)是易磁化轴，因此磁通的路径可以全部沿着易磁化轴方向，所以磁性能很好。这样变压器的励磁电流(即变压器的二次侧无负载时，流过一次绕组的电流)在使用 C 型铁心时为最小。但是，C 型铁心在断面处容易产生振动，所以要设法采用可靠的铁心捆扎方法。另外，图 4.15(a)所示的心式结构也可采用 C 型铁心。

变压器的电路符号如图 4.16 所示。一般，铁心用两条平行线表示，然后沿铁心方向画绕组。图 4.16(a)是隔离变压器，(b)和(c)即所谓自耦变压器。图(c)中在二次侧的绕组与输出端之间有能够滑动的电刷，这样就可改变二次侧的电压。这种调压变压器，如果其电刷材料的电阻较低的话，当电刷跨骑在绕组两圈之间时，这两圈绕组要发生短路，所以要使用有适当电阻的材料来做

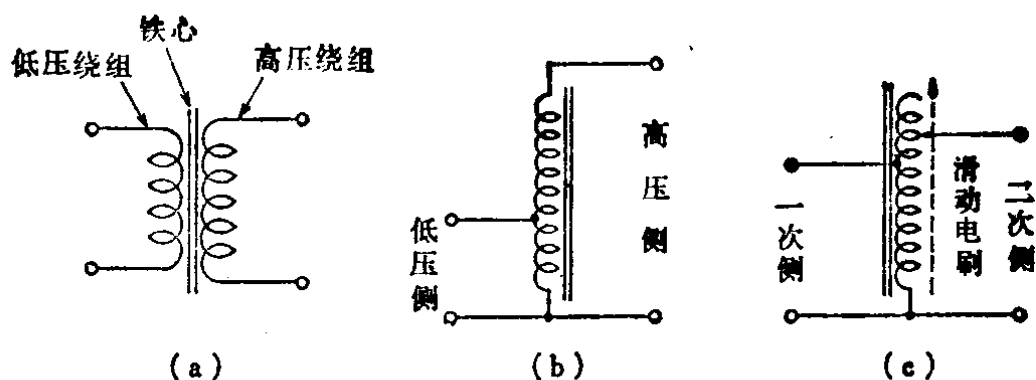


图4.16 变压器的几种绕组举例

电刷。

2. 变压器的原理 如图 4.17 所示, 在截面积为 A 、平均长度为 l 的铁心上, 分别绕有圈数为 N_1 和 N_2 的一次和二次绕组, 然后将交流电源 (电压为 v_1 、频率为 f) 接到一次绕组上, 将阻抗为 Z_L 的负载接到二次绕组上。假设各绕组的内电阻为零, 来分析一下变压器的工作情况。

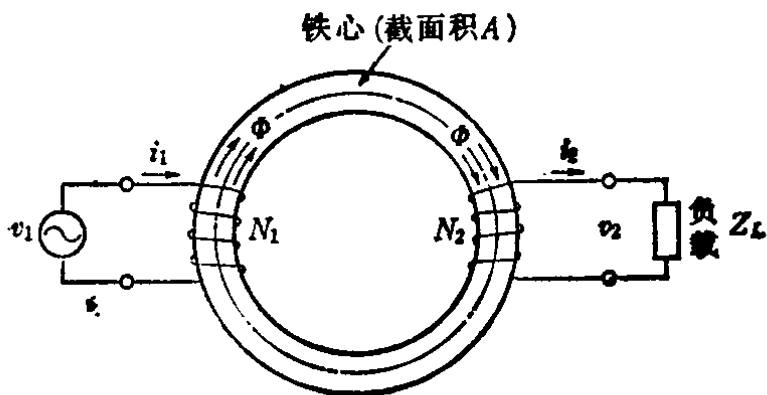


图4.17 变压器的原理图

在一次绕组中流过由交流电源产生的交流电流 i_1 , 它产生磁动势 $i_1 N_1$, 在铁心中就产生交变磁通 Φ 。这个随时间而变化的磁通 Φ 就是一次绕组中感应出与交流电源电压相平衡的反电势, 所以

$$v_1 = N_1 \frac{d\Phi}{dt} \quad (4.38)$$

设磁通 Φ 全部穿过二次绕组而闭合, 则二次绕组中的感应电压 v_2 用下式表示

$$v_2 = N_2 \frac{d\Phi}{dt} = \frac{N_2}{N_1} v_1 \quad (4.39)$$

在 v_2 的作用下就会产生电流 i_2 流过负载 (阻抗为 Z_L), 所以 i_2 应满足下面的等式

$$i_2 Z_L = v_2 = \frac{N_2}{N_1} v_1 \quad (4.40)$$

这个电流 i_2 一流过二次绕组，即产生磁动势 $i_2 N_2$ ，其方向是力图阻碍磁通 Φ 随时间的变化，即与一次绕组的磁动势 $i_1 N_1$ 相抵消的方向。因此，磁通 Φ 最终是由磁动势 $i_1 N_1$ 和 $i_2 N_2$ 之差来决定。为简单说明起见，假设变压器所使用的铁心，其磁通 Φ 未达到饱和值 Φ_s ，因而磁导率 μ 是一定值，这时磁通 Φ 和磁动势的关系为

$$\Phi = \mu \frac{(i_1 N_1 - i_2 N_2)}{l} A \quad (4.41)$$

当 μ 的数值相当大的时候，若假设为无限大，则由于 Φ 是有限数值，所以可近似得到下面的关系

$$i_1 N_1 = i_2 N_2 \quad (4.42)$$

根据式 (4.42) 和式 (4.39)，可以得到所谓能量守恒定律

$$v_1 i_1 = v_2 i_2 \quad (4.43)$$

另外，一次绕组两端加了 v_1 的电压，流过了 i_1 的电流，所以一次绕组两端之间的等效阻抗 Z_1 为

$$Z_1 = \frac{v_1}{i_1} = v_2 \frac{N_1}{N_2} / i_2 \frac{N_2}{N_1} = \left(\frac{N_1}{N_2} \right)^2 \frac{v_2}{i_2} = \left(\frac{N_1}{N_2} \right)^2 Z_L \quad (4.44)$$

现设 N_2/N_1 的数值为 n ，则式 (4.44) 可写为

$$Z_1 = \frac{Z_L}{n^2} \quad (4.44a)$$

这说明，只要适当改变 n 的数值，就可以等效地改变负载的阻抗。

由于磁导率 μ 实际上并不是无限大，所以磁动势并不是零，而是某一个数值。若将该磁动势记为 $i_0 N_1$ ，则

$$i_0 N_1 = \frac{l}{\mu A} \Phi \quad (4.45)$$

若电压 v_1 为正弦波，即

$$v_1 = v_m \sin \omega t \quad (4.46)$$

将此式代入式 (4.38) 中, 并两边积分可得

$$\Phi = -\frac{v_m}{N_1 \omega} \cos \omega t = \frac{v_m}{N_1 \omega} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (4.47)$$

再将上式代入式 (4.45), 可得 i_0

$$i_0 = \frac{v_m}{\left(\frac{\mu A}{l} N_1^2 \right) \omega} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (4.48)$$

上式中 $(\mu A N_1^2 / l)$ 这个量具有电感的量纲, 所以叫做励磁电感。

若将励磁电感记作 L_0 ,

则根据式 (4.48) 可知,

励磁电流 i_0 就是交流电压 v_1 加在励磁电感 L_0 上所产生的电流 (励磁电流 i_0 的最大值等于电压 v_1 的最大值用 ωL_0 来除, i_0 的相位比 v_1 的相位滞后 90°)。

因此, 实际的变压器如图

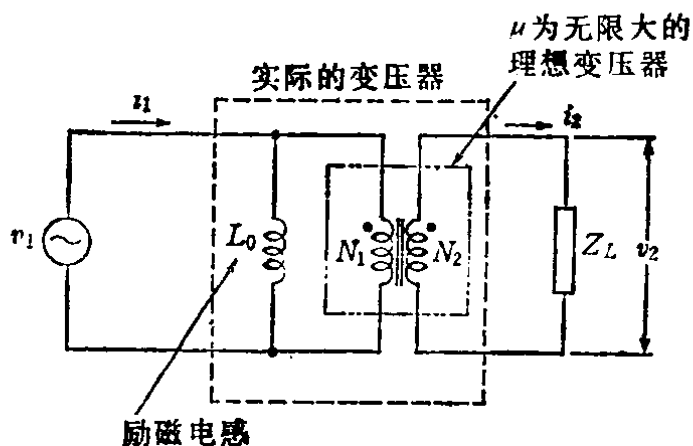


图 4.18

4.18 所示, 可以看成是励磁电感 L_0 与励磁电流为零 (μ 为无限大) 的理想变压器的一次绕组并联而组成。若变压器铁心采用低磁导率 μ 的材料, 则励磁电感减少, 流过励磁电感的电流就增加。这个电流不流过负载, 所以完全是无效的电流。再考虑到实际铁心的磁化特性, 如第三章所述, 存在着磁滞回线, 因此存在磁滞损耗, 另外还有涡流损耗。这种所谓铁耗可以用一个代表这部分损耗的电阻 R_0 来等效代替, 这个 R_0 与励磁电感并联。若电源电压的有效值为 V_1 , 则 R_0 与铁耗 W 的关系可写为

$$W \approx \frac{V_1^2}{R_0} \quad (4.49)$$

实际的铁心的磁化特性, 严格地说除了有磁滞现象以外, μ 的大小也不是一个定值。磁化曲线一接近饱和, 特性就渐渐变得平坦, 所以励磁电流 i_0 就不是正弦波, 如图 4.19 所示就产生很

大的变形。因此,磁通 Φ 的最大值应该处于磁化曲线还不太平坦的范围内。在使用一般的硅钢片时,通常取使用的磁通密度的最大值 B_m 为 1.7 T (特斯拉或者 Wb/m^2) 左右。根据式(4.47)可知,磁通 Φ 按正弦变化,即

$$\begin{aligned}\Phi &= \frac{v_m}{N_1 \omega} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \\ &= \Phi_m \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)\end{aligned}$$

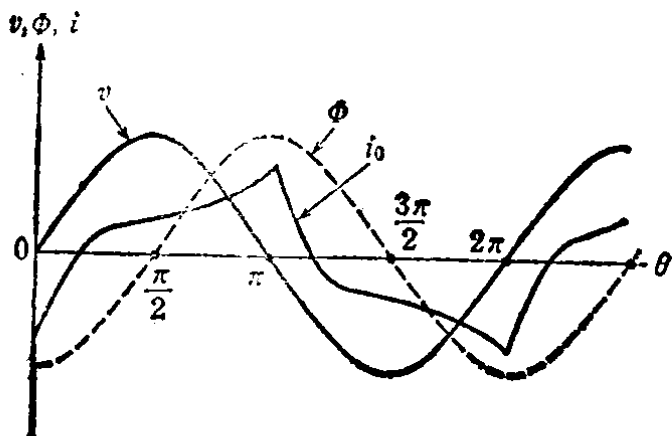


图4.19 变压器中电压、磁通和电流的波形

磁通最大值 Φ_m 就按铁心截面积和使用的磁通密度最大值 B_m 的乘积来计算即可,所以

$$B_m A = \frac{v_m}{N_1 \omega} \quad (4.50)$$

上式说明, N_1 应按下式选取即可

$$N_1 = \frac{v_m}{\omega A B_m} \quad (4.50')$$

因此,当电源电压一定时,只要选定适当的铁心和给定截面积 A ,则圈数 N_1 即可求出。由于一次绕组和二次绕组的电流与相应的感应电压乘积近似相等,如式(4.43)所示,所以导线所占的窗口面积也近似相等。因此,将所选定的铁心窗口面积的一半,用圈数 N_1 一除即为一次绕组的铜线截面积。但是这个面积中还包含了不是铜线的部分面积(绝缘层和线间空隙等),所以实际上所绕的铜线的截面积仅为其中的一半左右。通常 100W 左右的变压器,其铜线的电流密度选取 $1.5 \sim 2.0 \text{ A}/\text{mm}^2$ 。要正确地进行设计,应该是首先考虑铜线中流过的电流所产生的铜耗及铁心中的铁耗,然后求出在周围温度所可能的最大值的情况下绕组达到的最高温度,使绕组的这个温度低于允许数值(若为 A 级绝缘,为 50 或 55 $^{\circ}\text{C}$)。如铁心选择不当,使太粗的铜线绕不下的话,

只要选取更大的铁心重新计算即可。

3. 有漏磁的变压器 在实际的变压器中, 磁路的磁阻并不是零, 所以穿过一次绕组的磁通并不是全部穿过二次绕组, 如图4.20所示, 有一部分磁通如 Φ_1 不穿过二次绕组而通过空气旁路。这样的磁通叫漏磁通。在二次绕组

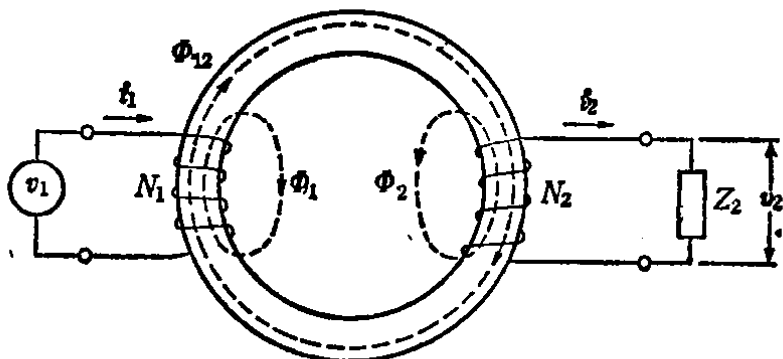


图4.20 有漏磁通的变压器原理图

中也一样, 二次绕组的磁动势 $i_2 N_2$ 也产生仅穿过二次绕组的磁通 Φ_2 。设穿过一次绕组和二次绕组的磁通为 Φ_{12} , 则 Φ_{12} 为

$$\Phi_{12} = \frac{1}{R_{\Sigma 12}} (i_1 N_1 - i_2 N_2) \quad (4.51)$$

$R_{\Sigma 12}$ 是磁通 Φ_{12} 对应的磁阻。设漏磁通 Φ_1 对应的磁阻为 $R_{\Sigma 1}$, 则

$$\Phi_1 = \frac{1}{R_{\Sigma 1}} i_1 N_1 \quad (4.52)$$

设漏磁通 Φ_2 对应的磁阻为 $R_{\Sigma 2}$, 则

$$\Phi_2 = \frac{1}{R_{\Sigma 2}} i_2 N_2 \quad (4.53)$$

在一次绕组中有

$$v_1 = N_1 \frac{d}{dt} (\Phi_{12} + \Phi_1)^* \quad (4.54)$$

在二次绕组中有

$$N_2 \frac{d}{dt} (\Phi_{12} - \Phi_2) = i_2 Z_2 \quad (4.55)$$

将式 (4.51) ~ 式 (4.53) 代入式 (4.54) 和式 (4.55) 中, 可得

$$\left(\frac{N_1^2}{R_{\Sigma 12}} + \frac{N_1^2}{R_{\Sigma 1}} \right) \frac{di_1}{dt} - \frac{N_1 N_2}{R_{\Sigma 12}} \cdot \frac{di_2}{dt} = v_1 \quad (4.54a)$$

* 原文误为 $v_1 = N_1 \frac{d}{dt} (\Phi_{12} - \Phi_1)$ ——译注。

$$\frac{N_1 N_2}{R_{m12}} \cdot \frac{di_1}{dt} - \left(\frac{N_2^2}{R_{m12}} + \frac{N_2^2}{R_{m2}} \right) \frac{di_2}{dt} = i_2 Z_2 \quad (4.55 a)$$

因为圈数的平方与磁阻之比具有电感的量纲，所以若用下列符号表示，即

$$\frac{N_1^2}{R_{m12}} = L_0 \quad \frac{N_1^2}{R_{m1}} = L_{l1} \quad \frac{N_1 N_2}{R_{m12}} = \frac{N_2}{N_1} L_0 \quad \frac{N_2^2}{R_{m2}} = L_{l2} \quad (4.56)$$

则式 (4.54 a) 和式 (4.55 a) 可改写为

$$(L_0 + L_{l1}) \frac{di_1}{dt} - n L_0 \frac{di_2}{dt} = v_1 \quad (4.54 b)$$

$$n L_0 \frac{di_1}{dt} - (n^2 L_0 + L_{l2}) \frac{di_2}{dt} = i_2 Z_2 \quad (4.55 b)$$

$$\left(\text{式中 } n = \frac{N_2}{N_1} \right)$$

上面这两个等式初看起来很复杂，但若画成图 4.21 的等效电路，

就可利用克希荷夫定律很简单地求出。也就是说，若从一次侧来看变压器二次侧的阻抗，如式 (4.44 a) 所示为原有数值的 $1/n^2$ ，

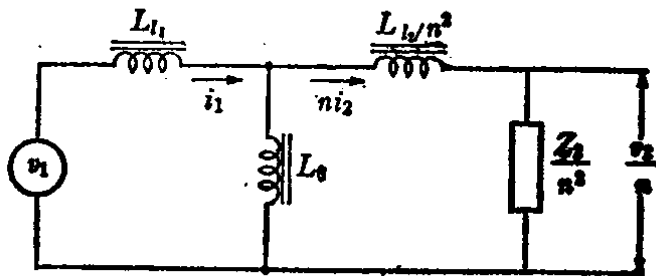


图4.21 有漏磁通的变压器等效电路

Z_2/n^2 ，而漏电感 L_2 也成为 L_2/n^2 。另外如式 (4.22) 所示，二次侧的电流 i_2 会使得在一次侧要产生大小为 ni_2 的电流，所以在图 4.21 中若把二次侧电流 i_2 折算到一次侧，应成为 ni_2 。电感 L_0 是一次绕组的励磁电感， L_{l1} 是一次绕组的漏电感。根据图 4.21 的等效电路就可得到式 (4.54 b) 和式 (4.55 b)。一般在有关电路的书中，多将 $(N_2/N_1)L_0$ 记为 M ，称为互感。

三、电流互感器

要测量交流大电流，可以利用变压器安匝数相等的关系 (式 (4.42))。电流互感器就是用于测量交流大电流的变压器，其原理图如图 4.22 所示。结构上虽然与变压器相同，但变压器是电压

输入，而电流互感器是电流输入。根据式 (4.22) 可知，一次侧与二次侧的安匝数相等，所以二次绕组中的电流 I_2 为

$$I_2 = \frac{N_1}{N_2} I_1$$

若 N_2 大而 N_1 小，则 I_2 就变小。电流互感器的变换系数可以做到 $1/1000 \sim 1/10000$ 。

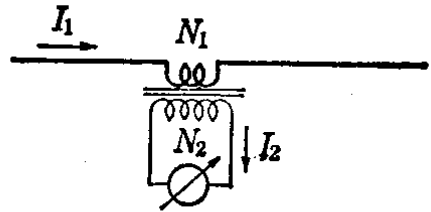


图4.22 交流电流互感器

电流互感器中特别要求能满足安匝数相等这一关系，所以要使用高磁导率材料（特别是初始磁导率要高），且磁路要无气隙。另外要尽可能使磁心中磁通不产生变化。设二次绕组的圈数为 N_2 ，负载阻抗为 Z_L ，则

$$N_2 \frac{d\Phi}{dt} = I_2 Z_L = \frac{N_1}{N_2} I_1 Z_L \quad (4.57)$$

因此要减小磁通最大值，只要减少 $I_1 Z_L / N_2$ 即可。根据这一观点，即使是同样的变换系数，但若 N_2 及 N_1 取得偏小并不有利。

电流互感器要注意的地方是二次侧即使短路也没关系，但绝对不允许开路。这是因为如果二次侧开路，即式 (4.57) 右边的 Z_L 为无限大，这样一来即使一次侧的电流很小，也会产生极高的电压，造成很严重的危险。

§ 4-4 磁 放 大 器

磁放大器 (magnetic amplifier) 是一种利用比较小的直流功率进行控制，使得比较大的交流功率 (经过整流可转换为直流) 发生变化的装置。在它的磁心上绕有交流电抗线圈，这线圈的交流阻抗是利用另一个线圈中所流过的直流电流来控制。在这种装置中，有时将阻抗可变的线圈叫饱和电抗器，而把饱和电抗器与半导体整流器组合起来使用的才称为磁放大器。磁放大器中电抗器的磁心是采用无气隙的磁心，使用高磁导率矩形磁滞回线的磁性材料。由于其磁化特性是矩形，因此分析磁放大器的动作对于不熟悉的人来说也许比较困难。为了更好地理解许多非线性磁性

装置，有必要进行一些分析。下面先就结构比较简单的饱和电抗器加以说明，然后再对磁放大器的动作加以叙述。

一、饱和电抗器

饱和电抗器有单相和三相两种，因为三相饱和电抗器的动作比较复杂，所以仅就单相饱和电抗器加以说明。图 4.23 称为串联型饱和电抗器。所谓串联型，是因为分别绕在两个磁心上的负载线圈 N_L 是串联的。在两个磁心上，分别都绕有负载线圈 N_L 和控制线圈 N_C ，两个控制线圈要这样连接，使得负载线圈侧的交流电在控制线圈上所产生的交流感应电压互相抵消。各线圈旁边所标的黑圆点表示线圈的极性。也就是说，磁心 1 的控制线圈 N_C 和负载线圈 N_L 的同一侧标有黑圆点，而磁心 2 则是分别标在两侧。这就表示在磁心 1 和磁心 2 中，负载线圈侧在控制线圈侧所感应的电压方向相反，互相抵消。

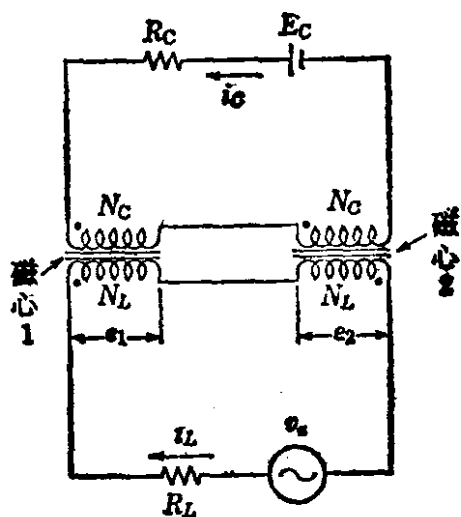


图 4.23 串联型饱和电抗器

为了简化动作分析，设所用的磁心的磁化特性是图 4.24 所示的理想特性，在不饱和区不存在磁滞现象，其磁导率为无限大，而一饱和，磁通就不产生变化（若使用矩形磁滞回线的磁心，与理想特性很接近）。

首先来分析一下，两个磁心在什么情况下处于不饱和状态？由于两个磁心都不饱和，所以绕在两个磁心上的负载线圈都要产生感应电势。如图 4.23 所示，设这两个感应电势为 e_1 和 e_2 。若交流电压 v_s 。

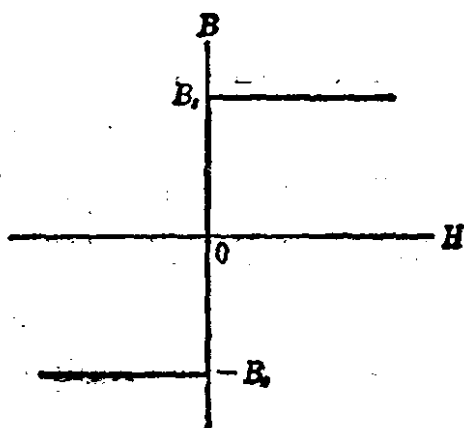


图 4.24 理想的矩形磁化特性

为正弦波，即

$$v_s = V_m \sin \omega t \quad (4.58)$$

由于两个磁心都不饱和，所以磁心 1 中下式成立

$$i_c N_c + i_L N_L = 0 \quad (4.59)$$

而在磁心 2 中下式成立

$$i_c N_c - i_L N_L = 0 \quad (4.60)$$

这样，同时满足式 (4.59) 和式 (4.60) 的解为

$$i_c = i_L = 0 \quad (4.61)$$

如果在控制线圈上所加的直流电压 E_c 为零的话，当然就产生这种状态，而即使 E_c 不为零，正如后面的分析所说明的那样，在某一个相位区间内也会出现这种状态。当 E_c 不为零时，在负载线圈和控制线圈中的电压平衡方程式为

$$e_1 + e_2 = v_s \quad (4.62)$$

$$\frac{N_c}{N_L} (e_1 - e_2) = E_c \quad (4.63)$$

假设控制线圈电路（简称控制电路）的串联电阻 R_c 和 E_c 都相当大（即所谓完全限制磁化条件），则由负载线圈在控制线圈中所产生的感应电压比起 E_c 要小得很多，所以控制电流为

$$i_c = \frac{E_c}{R_c} = I_c \quad (I_c \text{ 是一固定的直流电流}) \quad (4.64)$$

很显然，这种情况下控制电压 E_c 只要不是零，两个磁心就不会同时处于不饱和状态。因此，若控制电压 E_c 不是零，只有 R_c 比较小时，两个磁心才会同时处于不饱和的状态。

下面来求一下，磁心 1 或磁心 2 饱和时的解。例如，若磁心 1 饱和，则仅有式 (4.60) 成立，即

$$i_c N_c - i_L N_L = 0$$

由于 e_1 为零，故下列电压关系式成立

$$e_2 + i_L R_L = v_s \quad (4.65)$$

$$-\frac{N_c}{N_L} e_2 + i_c R_c = E_c \quad (4.66)$$

从上面三个等式可得

$$i_L = \frac{v_s + (N_L/N_C)E_C}{R_L + (N_L/N_C)^2 R_C} \quad (4.67)$$

$$i_C = \frac{N_L}{N_C} i_L = \frac{N_L}{N_C} \cdot \frac{v_s + (N_L/N_C)E_C}{R_L + (N_L/N_C)^2 R_C} \quad (4.68)$$

$$e_2 = v_s - i_L R_L = \frac{(N_L/N_C)^2 R_C v_s - (N_L/N_C) E_C R_L}{R_L + (N_L/N_C)^2 R_C} \quad (4.69)$$

当控制电阻 R_C 和控制电压 E_C 都很大时, 即限制磁化条件下, i_L 为一定值, 即

$$i_L = \frac{N_C}{N_L} I_C \quad (4.70)$$

如图 4.25(a) 所示, 负载电流为一方波。且 e_2 等于

$$e_2 = v_s - \frac{N_C}{N_L} I_C R_L \quad (4.71)$$

在方波负载电流的相位角 θ_f 处, 磁心 1 饱和, 而磁心 2 从饱和变为不饱和, 在磁心 2 中产生磁通变化。在相位角为 $(\theta_f + \pi)$ 时, 磁心 2 中的磁通又重新返回到饱和值, 而磁心 1 变成不饱和。在 $\theta_f \sim (\theta_f + \pi)$ 的区间内, 下式成立

$$e_2 = N_L \frac{d\Phi}{dt} = N_L \omega \frac{d\Phi}{d\theta}$$

所以若将上式从 θ_f 到 $(\theta_f + \pi)$ 区间内进行积分, 因为 Φ 从饱和值 Φ_s 出发又返回到饱和值, 因此可得

$$\frac{1}{N_L \omega} \int_{\theta_f}^{\theta_f + \pi} e_2 d\theta = \int_{\Phi_s}^{\Phi_s} d\Phi = 0 \quad (4.72)$$

将式 (4.71) 代入式 (4.72) 中进行计算, 可求得 θ_f 的值为

$$\cos \theta_f = \frac{\pi}{2} \left(\frac{N_C E_C}{N_L R_C} \right) \frac{R_L}{V_m} \quad (4.73)$$

将这个关系用图 4.25(a) 来表示, 它说明图中 v_s 的波形 (虚线) 和 $i_L R_L$ 波形之间画了斜线的部分中, $v_s > i_L R_L$ 部分的面积 S_1 和 $v_s < i_L R_L$ 部分的面积 S_2 相等。

接着来分析一下控制电路电阻 R_c 稍微减小一点的情况。这时, 在控制回路中就叠加了由负载线圈而感应的交流电压, 负载电流的大小如式 (4.67) 所示, 而波形如图 4.25(b) 所示。若逐渐减小 R_c , 则负载电流的波形就越不像方波, 最后导致负载电流 i_L 在相位角 $(\theta_f + \pi)$ 之前已变为零。由于 i_c 满足式 (4.60) 的关系, 所以 i_c 在 $(\theta_f + \pi)$ 之前也变为零, 这样两个磁心都处于不饱和的状态。

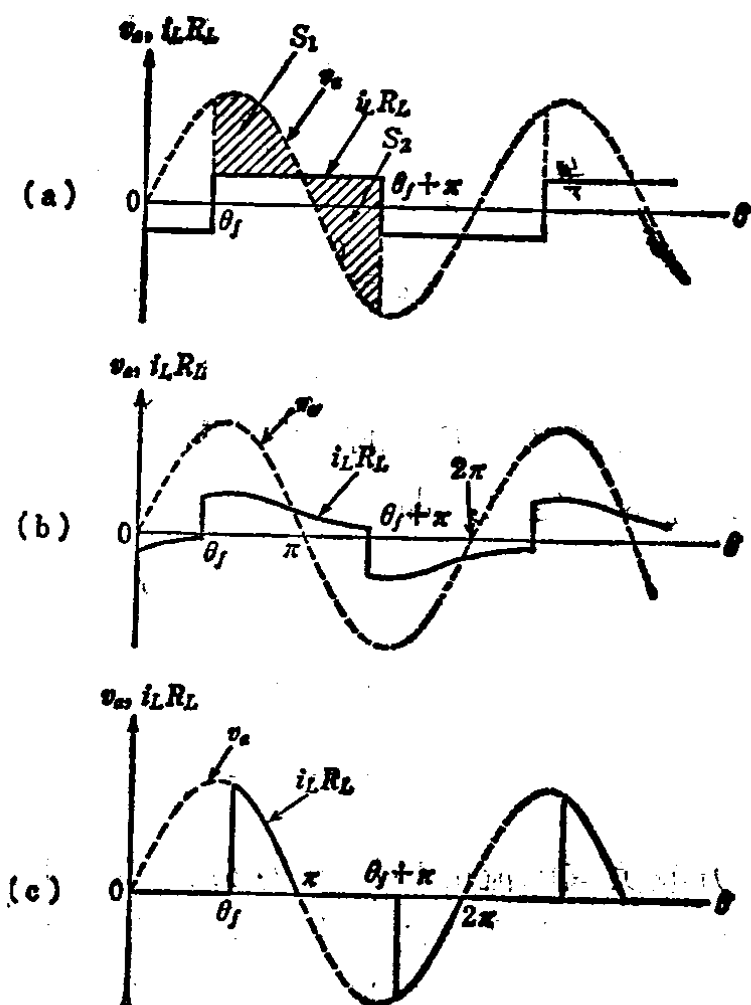


图4.25 串联型饱和电抗器的电压电流波形

若将 R_c 减得很小, 这种情况叫自由磁化条件。在这种条件下, 磁心 1 饱和的相位区间内下列关系成立

$$i_L \approx \frac{v_a}{R_L} = \frac{V_m}{R_L} \sin \omega t \quad (4.74)$$

$$i_c \approx \frac{N_L}{N_c} i_L = \frac{N_L}{N_c} \cdot \frac{V_m}{R_L} \sin \omega t \quad (4.75)$$

$$e_1 \approx 0 \quad (4.76)$$

而负载电流波形如图 4.25(c) 所示变成正弦波的一部分。图中负载电流 i_L 上升处的相位角 θ_f , 通常叫做点弧角。在相位角从 0 到 θ_f 的区间内, i_L 和 i_c 都为零 (即两个磁心都不饱和), 而仅仅在从点弧角 θ_f 到 π 之间, i_L 和 i_c 都有电流。一般, 在变

压器中不可能从一次绕组通过感应使二次绕组中流过直流电流，所以控制电路中所流过的电流 i_c 的平均值应该等于 E_c/R_c 。因此

$$\frac{1}{\pi} \int_{\theta_f}^{\pi} i_c d\theta = \frac{E_c}{R_c} \quad (4.77)$$

根据这一关系，可得

$$\cos \theta_f = \frac{\pi (E_c/R_c) (N_c/N_L) R_L}{V_m} - 1 \quad (4.78)$$

这样就可求出 θ_f 。

如上所述，负载电流的波形要随控制电路电阻 R_c 的大小而变，但是下列关系总是成立的

$$\bar{i}_L N_L = \bar{i}_c N_c \quad (4.79)$$

这个关系叫做等安匝数法则。这个法则成立的范围叫做线性区。式中 \bar{i}_L 和 \bar{i}_c 分别表示 i_L 和 i_c 的半波平均值。

若逐渐增大控制电流 \bar{i}_c ，则负载电流 \bar{i}_L 也变大，将使负载电阻的电压降增大而渐渐接近电源电压的数值，最后导致 \bar{i}_c 和 \bar{i}_L 的比例关系破坏， \bar{i}_L 将逐渐接近其最大值 \bar{i}_{Lm} 。

$$\bar{i}_{Lm} = \frac{\bar{v}_s}{R_L} = \frac{2}{\pi} \frac{V_m}{R_L} \quad (4.80)$$

详细情况这里省略。若将 \bar{i}_c 和 \bar{i}_L 的关系（控制特性）用图表示，可得图 4.26。从图中可以看出，控制电路是自由磁化条件还是限制磁化条件，它对于控制特性的影响，只不过在接近饱和区域处有微小的差别。

图 4.26 中还画出了图 4.27 所示的并联型饱和电抗器的控制特性。在这种情况下，线性区中下式成立

$$\bar{i}_L N_L = 2 \bar{i}_c N_c \quad (4.81)$$

由于饱和电抗器控制线圈存在着较大的电感，所以控制电压发生变化时，负载电流近似按时间常数 τ 的指数函数变化。响应时间常数 τ 的推导过程这里省略，在串联型中的计算公式为

$$\tau = \frac{1}{4f} \left(\frac{N_c}{N_L} \right)^2 \frac{R_L}{R_c} \quad (4.82)$$

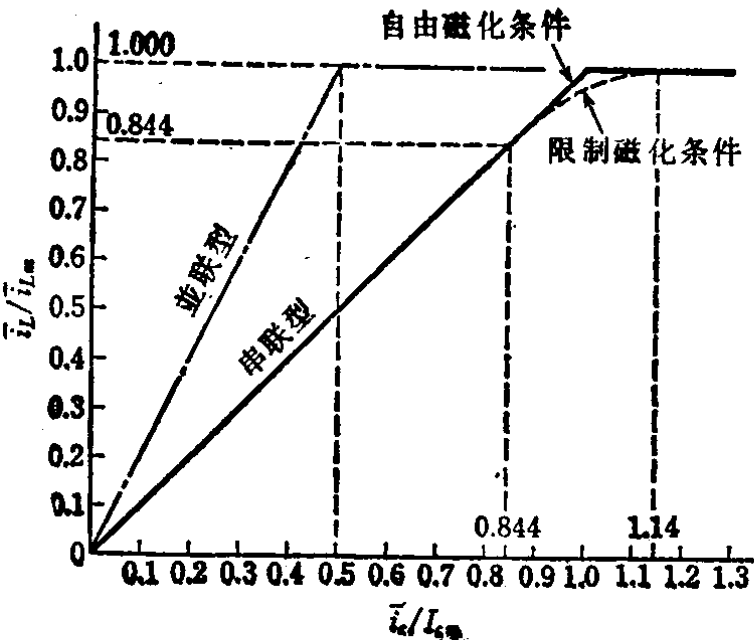


图4.26 饱和电抗器的控制特性

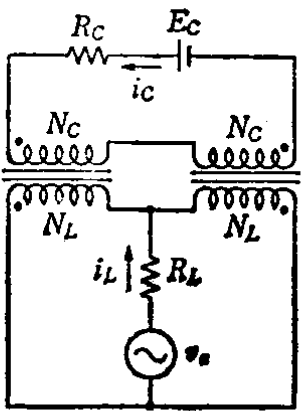


图4.27 并联型饱和电抗器

上式中，没有与磁心尺寸或特性有关的量。在并联型饱和电抗器中，由于负载线圈并联连接与控制电路短路的情况等效，所以在控制线圈中所感应的交流电压几乎没有。其响应时间常数 τ 为

$$\tau = \frac{1}{f} \left(\frac{N_C}{N_L} \right)^2 \frac{R_L}{R_C} \left(1 + \frac{R_C N_L^2}{2 R_m N_C^2} \right) \tag{4.83}$$

式中， R_m 是一个磁心的负载线圈内电阻，响应时间常数 τ 要比串联型的大得多。

二、内反馈磁放大器

1. 反馈的说明 饱和电抗器的电流放大倍数 (i_L/i_c) 与线圈圈数成反比，即与 (N_C/N_L) 成正比，而响应时间常数 τ 与 (N_C/N_L) 的平方成正比增加。所以靠增加控制线圈圈数来增大电流放大倍数是有限度的。因此，如图 4.28 所示，可将负载电流经过整流变成直流电流，使它流入与控制线圈同一极性相连的正反馈线圈中（图

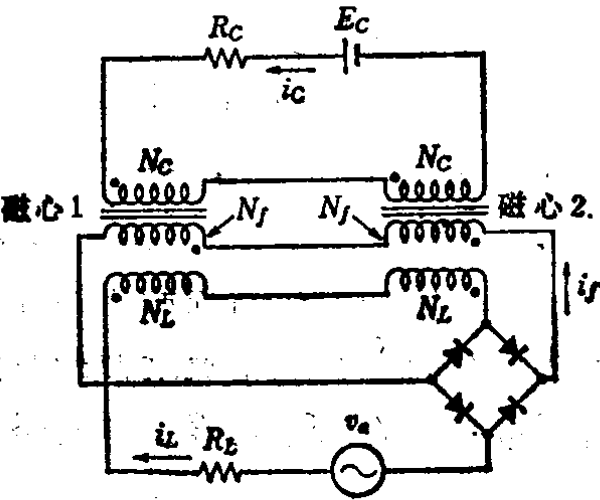


图4.28 外反馈磁放大器

数为 N_f), 这样一旦控制电流 i_c 流过, 就会产生负载电流, 然后经过整流, 所得的磁动势与控制线圈所产生的磁动势相加, 而造成负载电流增加。这种作用就叫正反馈。根据上面提到的饱和电抗器的等安匝数法则¹, 控制线圈所产生的安匝数 (直流安匝数) 与负载线圈的安匝数相等, 而在图 4.28 中, 反馈线圈 N_f 所产生的安匝数 $i_f N_f$ 加上控制安匝数 $i_c N_c$ 可以看做是直流安匝数, 因此

$$i_c N_c + i_f N_f = i_L N_L \quad (4.84)$$

当整流器无漏电流时, i_f 和 i_L 大小相同, 所以

$$i_c N_c + i_L N_f = i_L N_L$$

因而电流放大倍数 A_i 等于

$$A_i = \frac{i_L}{i_c} = \frac{N_c}{N_L - N_f} = \frac{N_c}{N_L} \cdot \frac{1}{[1 - (N_f/N_L)]} \quad (4.85)$$

因此, 如果增加反馈线圈的圈数 N_f , 则 A_i 就增加, 如果使 N_f 等于 N_L , 则 A_i 就变成无限大。

这一结果, 实际上是由于我们在研究饱和电抗器的工作时, 假设磁心特性如图 4.24 所示在不饱和区的磁导率为无限大而造成的。所以这就说明, 在讨论 $N_f = N_L$ 的电流放大倍数时, 不应该用式 (4.85), 而必须考虑到磁心的磁化特性来进行。

下面来分析一下, 图 4.28 的电路中负载电流 i_L 沿图中箭头方向流动的半个周期的情况。在这半个周期中, 磁心 1 的负载线圈所产生的安匝数 $i_L N_L$ 与反馈线圈所产生的安匝数 $i_f N_f (= i_L N_f)$ 是相加的。然而在磁心 2 中, 这半个周期的 $i_L N_L$ 和 $i_f N_f (= i_L N_f)$ 却是互相抵消的。如果 $N_f = N_L$, 那么在这半个周期中磁心 2 就没有交流安匝数。在下一个半周期中, 负载电流 i_L 的方向相反, 因此磁心 1 就没有加上交流安匝数。这样图 4.28 就与图 4.29 所示的采用半波整流器的电路的工作情况相同。图 4.29 中, 负载线圈的圈数为 N_f 与 N_L 之和, 与负载线圈串联了半波整流器, 这样在半个周期内电流就不流过负载线圈。因此, 图 4.29 中的负载线圈兼起反馈线圈的作用, 所以把这种与负载

线圈串联半波整流器的电路叫做内反馈。

2. 内反馈磁放大器的工作分析 内反馈磁放大器的基本组成是图 4.30 (a) 所示的半波电路, 在这基础上可构成各式各样的内反馈磁放大器。图 4.29 是使用两组半波电路而组成的交流输出电路, 叫做交流双向电路。图 4.30 (b) 叫做全波桥式电路, 图 4.30 (c) 叫做中心抽头双向电路, 这两种都是直流输出。当然也可以构成三相电路。在图 4.30 (a) 的半波电路中, 为了限制由于负载线圈而在控制电路中产生较大的感应电流, 串联接入了一个电感 L 。而在图 4.29 及图 4.30 的 (b) (c) 中, 由于控制

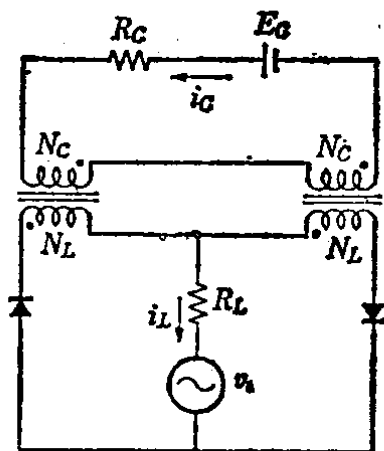


图 4.29 交流双向磁放大器(内反馈式)

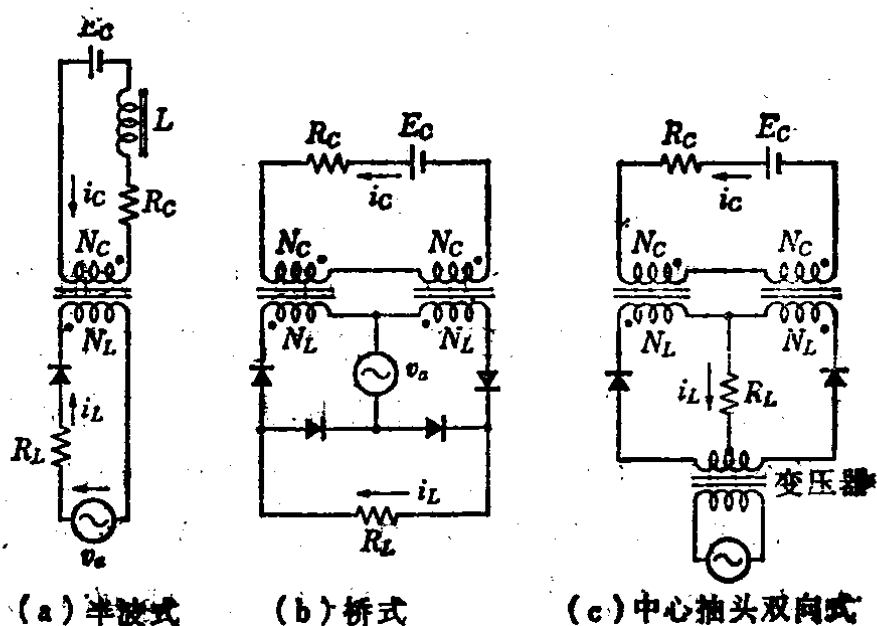


图 4.30 内反馈磁放大器

线圈是由两个串联而成, 这样其中一个对另一个来说就起到了限流电感的作用, 所以就不需要另外再串联接入电感 L 。除了这一点以外, 只要讨论图 4.30 (a) 半波电路和内反馈电路的工作情况就可以了。所以下面就说明半波电路的工作情况。

在电源电压 v_a 的方向为图 4.30 (a) 箭头所示方向的半个周期中, 电流流通 (称为导通半周期), 整流器正向导通, v_a 加

在线圈 N_L 上,磁心内的磁通就发生变化。为简化起见,假设磁心的磁化特性与磁化速度无关,是一条固定的特性(这个假设,对于磁心不是用铁氧体材料制作的情况,并不符合事实,但对于理解工作原理是非常有用的)。磁心的磁化特性具体如图 4.31 所示,设负载线圈所产生的磁动势(安匝数)为正,而控制线圈所产生的磁动势为负。因为控制安匝数 $i_c N_c$ 为负,所以导通半周期的开始的磁化状态应处于图 4.31 中点1的位置,然后在导通半周期中,由 $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$ 一直到使电抗器饱和。当磁化状态从3移到4的时候,相应于图 4.32 的电流波形图中在 $\theta = \theta_f$ 点处发生了突然的垂直上升。这种状态被称之为点弧。当导通半周期一结束,整流器就截止,磁化状态经过点5又复原回到点1。点1是磁滞回线与 $AT = i_c N_c$ 这条虚线的交点,这条磁滞回线是使磁心磁化直到饱和状态,然后再使磁通复原而得到的一条曲线。在复原半周期中,半波整流器不导通,这一点刚才已经说了,但是实际上在从点5回到点1的过程中,整流器仍有正向电流流过。在图 4.32 的电流波形中也可看到复原过程中的电流。由于这个电流的作用,整流器上就没有承受电压,负的交流电压 v_a 就加在负载线圈 N_L 上,因此在图 4.31 从点5到点1的复原是在交流电压 v_a 的负电压作用下进行的。如果下一个导通半周期又开始的话,则磁化状态又重新从 $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$,然后点弧。设这期间

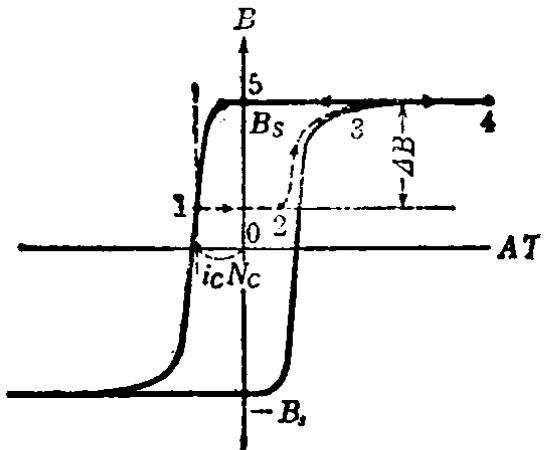


图4.31 为说明内反馈磁放大器工作原理的磁滞回线和工作点

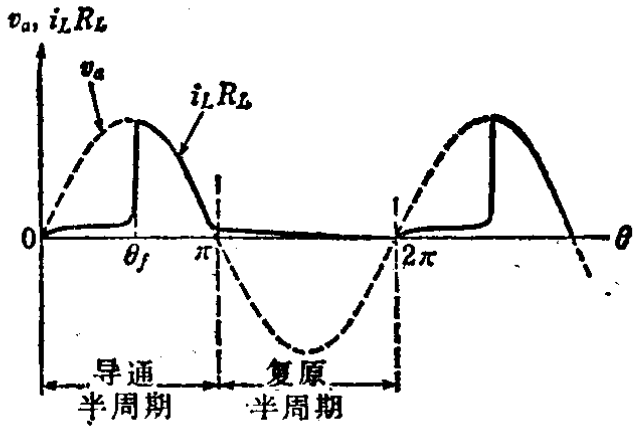


图4.32 半波内反馈磁放大器的电压电流波形

一结束,整流器就截止,磁化状态经过点5又复原回到点1。点1是磁滞回线与 $AT = i_c N_c$ 这条虚线的交点,这条磁滞回线是使磁心磁化直到饱和状态,然后再使磁通复原而得到的一条曲线。在复原半周期中,半波整流器不导通,这一点刚才已经说了,但是实际上在从点5回到点1的过程中,整流器仍有正向电流流过。在图 4.32 的电流波形中也可看到复原过程中的电流。由于这个电流的作用,整流器上就没有承受电压,负的交流电压 v_a 就加在负载线圈 N_L 上,因此在图 4.31 从点5到点1的复原是在交流电压 v_a 的负电压作用下进行的。如果下一个导通半周期又开始的话,则磁化状态又重新从 $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$,然后点弧。设这期间

的磁通密度的变化幅度为 ΔB ，则磁通变化量为 $\Delta \Phi = \Delta B \cdot S$ (S 是磁心截面积)，又因为

$$v_c = V_m \sin \omega t = N_L \frac{d\Phi}{dt} = N_L \omega \frac{d\Phi}{d\theta}$$

所以下式成立

$$\Delta \Phi = \int_{\Phi}^{\Phi_s} d\Phi = \frac{V_m}{N_L \omega} \int_0^{\theta_f} \sin \theta d\theta = \frac{V_m}{N_L \omega} (1 - \cos \theta_f) = \Delta B \cdot S^* \quad (4.86)$$

根据这个关系就可以求出 θ_f 。 ΔB 的大小将因安匝数 $i_c N_c$ 而变化，但如果磁滞回线的垂直部分越倾斜，则只要很微小的控制安匝数的变化就可引起 ΔB 很大的变化。

加在负载上的电压 v_L 近似等于相位角从 θ_f 到 π 之间的电源电压，所以一个周期的平均负载电压为

$$\bar{v}_L = \frac{1}{2\pi} \int_{\theta_f}^{\pi} V_m \sin \theta d\theta = \frac{V_m}{2\pi} (1 + \cos \theta_f) \quad (4.87)$$

如利用式 (4.86)，上式即可写为

$$\bar{v}_L = \frac{1}{2\pi} (2V_m - N_L \omega \Delta B \cdot S) \quad (4.88)$$

当 ΔB 为零时， \bar{v}_L 达到最大值 V_m/π 。当 ΔB 逐渐增加时，为使 \bar{v}_L 为零，必须满足下列条件，即

$$N_L \omega \Delta B \cdot S = 2V_m \quad (4.89)$$

这时的 ΔB 必须小于图 4.31 所示磁滞回线的高 $2B_s$ 。为了使得电源电压即使上升 10% 上述关系也成立，通常式 (4.89) 中的 ΔB 值取 $2B_s \times 0.9$ 左右。式 (4.89) 是在给定电源电压的条件下，决定圈数 N_L 和磁心截面积 S 之间关系的公式。根据上述说明可知，半波内反馈磁放大器的放大特性，如图 4.33 所示，与磁滞回线的左半部分的形状相似。

在上面分析工作情况时，是不考虑磁心的涡流效应，把直流

* 原文误为 $\Delta \Phi = \int_{\Phi}^{\Phi_s} d\Phi = \frac{V_m}{N_L \omega} \int_0^{\theta_f} \sin \theta d\theta = \frac{V_m}{N_L \omega} (1 - \cos \theta_f) = \Delta B \cdot S$

磁滞回线和交流磁滞回线看成一样来进行的。但若使用 50%Ni-Fe 坡莫合金或冷轧硅钢片时，由于涡流和异常涡流效应，其磁滞回线的形状肯定要随着磁通密度的变化速度而改变。因此，图 4.33 所示的磁放大器的放大特性将因磁通复原的过程不同而发生微小的变化，从理论上讲就不能求出正确的特性。而近似的控制特性，如图 4.34 中点划线所示，可以认为磁通复原是沿着直流磁滞回线和交流磁滞回线的当中的曲线进行。因此为了提高放大倍数，必须要选用下列特性的磁心：

- (1) 直流磁滞回线的宽度要尽量窄；
- (2) 磁滞回线形状要尽可能接近矩形；
- (3) 涡流损耗和异常涡流损耗要小（动态特性要好）。另外，对于输出功率较大的磁放大器，还要求磁心价格要便宜，重量要尽可能轻，这一点也是很重要的。根据上述原则，对于 50~几百Hz 而又有较大输出的磁放大器，采用冷轧硅钢带；而对于输出较小的磁放大器，就采用 50% 镍坡莫合金或镍铁钼超导磁合金。最近，用于电源频率在几十 kHz 或几十 kHz 以上的情况也很多，若为几十 kHz 就采用镍铁钼超导磁合金，而若为 100 kHz 以上就采

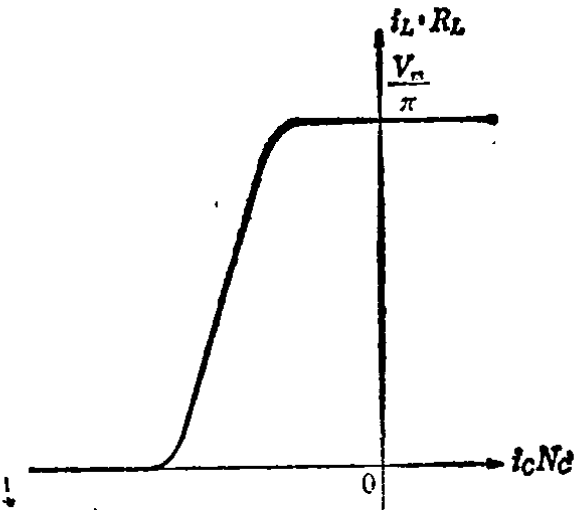


图4.33 磁放大器的控制特性

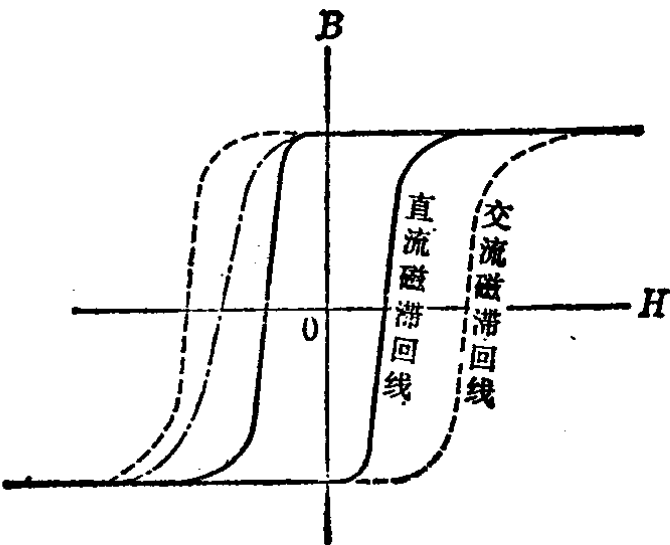


图4.34 磁心的直流和交流磁滞回线以及磁放大器的控制磁化特性

用铁氧体。现在正在开发一种非晶高磁导率的薄带，它可用于几十kHz左右，其性能有可能比镍铁钼超导磁合金要好，但它的磁性能的稳定性尚没有达到能实用的水平。

最后，内反馈磁放大器的响应时间常数 τ 的理论值可由下式求出

$$\tau = \frac{1}{2f} \cdot \frac{R_L}{R_C} \cdot \frac{N_C}{N_L} A_i = \frac{1}{2f} A_v \frac{N_C}{N_L} \quad (4.90)$$

式中 A_i ——电流放大倍数，

A_v ——电压放大倍数。

3. 电压控制型磁放大器 如前所述，在内反馈磁放大器中由于控制线圈的电感而使得放大产生延迟，也就是说存在响应时间常数 τ ，这对于某些用途来说不太合适。产生响应延迟的原因在于它是利用控制电路所加的直流电压而产生的直流电流来控制磁通的复原量。为解决这个问题，可以设计一种直接利用控制电路所加的电压来控制磁通复原量的电路。图4.35所示为其基本形式的半波电路。这个电路的负载线圈一边与图

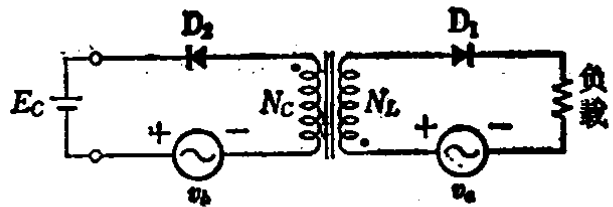


图4.35 电压复原磁放大器（快速响应磁放大器）

4.30(a)的一般内反馈磁放大器相同，而控制电路不一样。在图4.35的电压复原电路（或叫做快速响应电路）中，当控制电压 E_c 为零时，接在控制电路中的交流复原电压 v_1 就使磁心复原，点弧角 θ_f 恰好为 π ，因而负载电流就不产生。当控制电压不为零时，仅仅在 $v_1 - E_c > 0$ 时整流器 D_2 才导通，在控制线圈上加了 $(v_1 - E_c)$ 的复原电压，使磁通复原。所以， E_c 越大，磁通的复原量越少，点弧角 θ_f 越往前移，负载电流就产生。这样，在电压复原电路中，并不是用控制电路的电流来决定它的复原量，所以响应的延迟就不存在。当用上述2组的电路就可构成全波电路。

三、磁放大器的用途

目前虽然晶体管或晶闸管等各种性能很好的半导体元件使用起来已非常方便,但是即便如此,磁放大器仍然发挥着它的许多独特优点,在各个方面获得应用。其优点有:

(1) 饱和电抗器是交流恒流装置(整流之后也可用于直流)。晶体管虽然也具有恒流的特性,但是随之而产生的热损耗等于加在晶体管上的电压与电流的乘积,所以对于大功率恒流装置,晶体管就不适用了。而在饱和电抗器中,电能的损耗几乎没有。

(2) 控制线圈与负载线圈绝缘,而且可以采用若干个互相绝缘的控制线圈,这样就可以使所加的输入信号之间互相绝缘。

(3) 它还具有用直流电流信号来对脉冲宽度进行调制的功能。

(4) 它可以用外部磁场直接输入的方法来代替利用控制线圈进行控制,所以它还具有磁场检测、信号放大等功能。

上述特点(1)可用于海底电缆用电源或放电电流的限流电路。特点(2)可用于直流电流互感器(DCCT)(即一次绕组仅有一圈的饱和电抗器),它可以采用隔离措施安全地测量高压电路的电流,另外对于需要用若干个电位不同的输入信号之和来进行控制的场合,使用磁放大器是很容易做到的。特点(3)可与特点(2)结合起来,用于晶闸管的门电路。特点(4)可用于接近开关等方面。

§ 4-5 磁倍频器

磁心的 $B-H$ 曲线,若对其充分励磁达到饱和区,则曲线对于原点具有完全的对称性。 $B-H$ 曲线的数学表达式有许多形式,最一般的是用多项式来表示。磁动势和磁通之间的关系可表示如下

$$iN = a_1\Phi + a_3\Phi^3 + \dots + a_{2K+1}\Phi^{2K+1} + \dots \quad (4.91)$$

设磁通 Φ 为正弦波,为计算方便,用下面的形式表示

$$\Phi = \Phi_m e^{j\omega t} \quad (4.92)$$

则励磁电流 i 为

$$i = \frac{1}{N} (a_1 \Phi_m e^{j\omega t} + a_3 \Phi_m^3 e^{j3\omega t} + \dots + a_{2K+1} \Phi_m^{2K+1} e^{j(2K+1)\omega t} + \dots) \quad (4.93)$$

在励磁电流的高次谐波中，完全不包含偶次分量。这是由于 $B-H$ 曲线的原点对称性所应有的当然结论。 $B-H$ 曲线即使是磁滞回线，结果也是一样的。

但是，如果在磁通 Φ 中稍微有一点直流成分 Φ_0 ，则 iN 的值就变成下列形式

$$iN = a_1 (\Phi_0 + \Phi_m e^{j\omega t}) + a_3 (\Phi_0 + \Phi_m e^{j\omega t})^3 + \dots \\ + a_{2K+1} (\Phi_0 + \Phi_m e^{j\omega t})^{2K+1} + \dots \quad (4.94)$$

为简化计算，式 (4.91) 的 Φ 多项式仅算到三次方为止，则

$$iN = a_1 (\Phi_0 + \Phi_m e^{j\omega t}) + a_3 (\Phi_0^3 + 3\Phi_0^2 \Phi_m e^{j\omega t} \\ + 3\Phi_0 \Phi_m^2 e^{j2\omega t} + \Phi_m^3 e^{j3\omega t}) + \dots \quad (4.95)$$

这样，在励磁电流中就包含有偶次谐波（式 (4.95) 中有二次谐波分量）。

因此，如果对磁心励磁，要使得磁心中的磁通波形为正弦波的话，励磁电流中就包含有三次、五次等高次奇次谐波分量。如果通过某一电路能将这些高次谐波分量中的指定的分量取出，就可以从工频电源输出奇数倍频率的高频电功率。另外，若使磁通中包含有直流磁通，则可以输出偶数倍频率的高频电功率。这种能产生频率为励磁频率整数倍的高频电功率的电路叫做磁倍频器。除了利用磁心能产生高频分量外，还可利用变容二极管等非线性器件产生波形失真来实现，但是由于在这些器件上的功率损耗较大，因此不适用于大功率情况。与此相比，磁倍频器的磁心功率损耗较少，所以适合于大功率倍频器。另外还由于在磁心上可以绕上若干个互相绝缘的线圈，所以对于有选择地取出某一高次谐波分量来说是很适用的。

为便于理解起见，以取出三次谐波分量为例具体加以说明。如图 4.36(a) 所示，在没有气隙的磁心上绕有圈数为 N 的线圈，

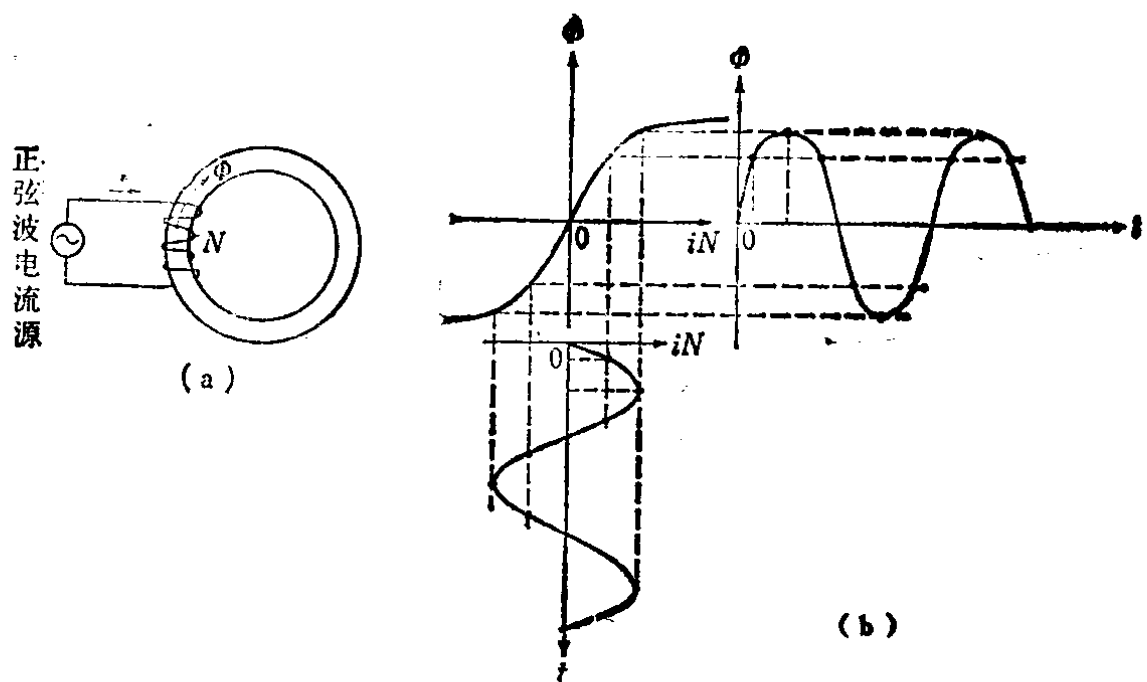


图4.36 无气隙磁路的电抗器及电压、电流和磁通波形的关系

在线圈中流过正弦电流。设磁心的磁化特性如图 4.36(b)所示，从图中可以看出，用正弦波电流来励磁的话，磁通波形的波峰将变圆。将这波形放大，则如图 4.37(a)所示，这个波形的基波分量如用虚线画在同一个图中，则该基波分量和原来波形之差就是高次谐波失真部分，这部分如图4.37(b)所示，基本上是三次谐波。当 $B-H$ 曲线转弯的部分比较尖时，则可用式(4.91)近似表示这条曲线，结果高次幂指数项就比较大，这样图4.37中除去基波后的高次谐波分量，除了三次谐波以外，还包含着许多更高次数的谐波分量。

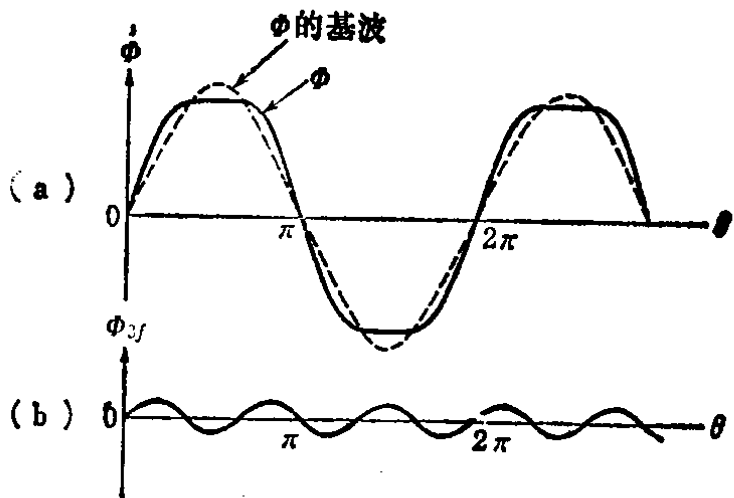


图4.37 磁通波形及其高次谐波分量

下面来讨论图 4.37(b)中的三次谐波分量输出的方法。如果将图 4.37(a)顶部变圆的磁通波形移相 120° ，再移相 120° ，就可得到三个波形。若将这三个波形相加，则其基波分量是三个

相位相差 120° 的向量合成, 所以相加的结果为零。但是对三次谐波来说, 基波的 120° 正好相当于三次谐波的一个周期 (360°), 所以三者之和为一个波形的三倍。只要根据这样的原理来构成实际电路, 就可达到三倍频的要求。

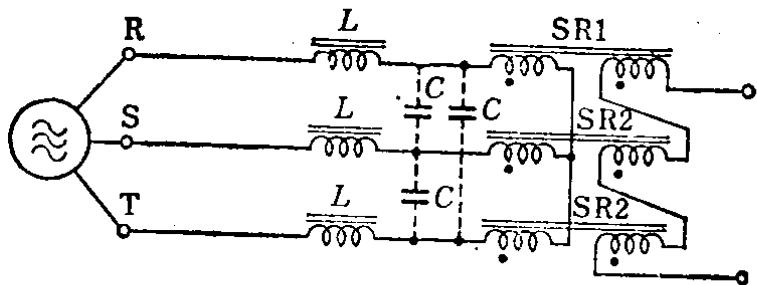


图4.38 磁三倍频电路

图4.38是这种电路的一个典型例子。这个电路中, 三

相电源的每一相分别经过线性电抗器 L 接到饱和电抗器 SR 上, 呈 Y 形连接。在饱和电抗器上绕有二次绕组, 这三个二次绕组按相同极性串联起来, 这样在它的输出端就出现叠加的三倍频电压输出。

图4.38电路中的电容器, 如后面 § 4-6 所述, 其作用是利用铁磁共振现象, 使得加在饱和电抗器 SR 上的电压稳定, 以改善输出特性。

如果想要仅仅将 n 次谐波叠加, 而基波分量和其它高次谐波分量互相

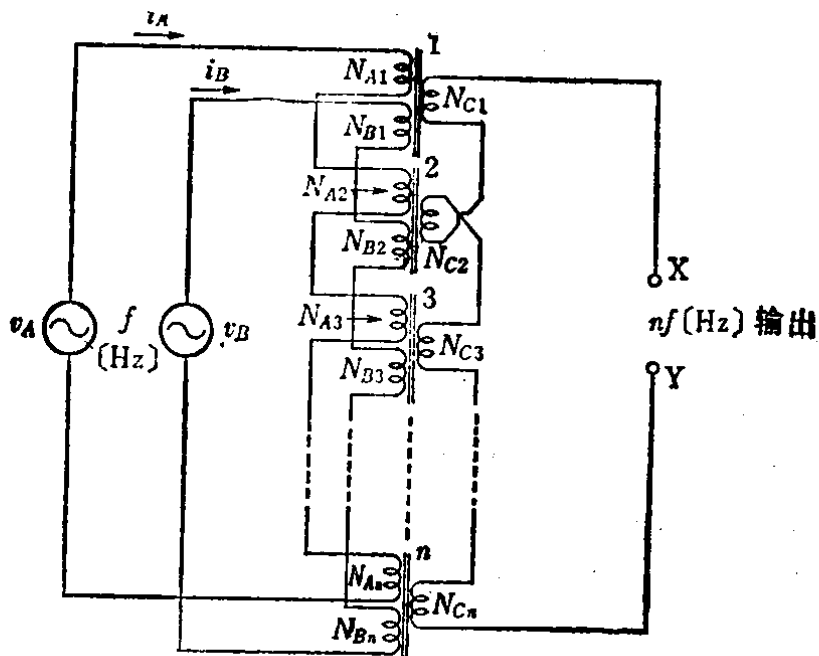


图4.39 磁 n 倍频电路

抵消, 这时要看 n 是奇数还是偶数, 其相应的通用电路也有若干不同。利用两相电源励磁来获得奇数倍频输出的典型电路如图4.39所示。这个电路中有 n 个 (奇数) 磁心, 其上分别各绕有 A 、 B 、 C 三个绕组。所有的 C 绕组的圈数 N_C 都相等, 而 A 、 B 两个绕组的圈数因磁心而异。第 K 个磁心的 A 、 B 两个绕组的圈数 N_{AK} 和 N_{BK} 分别按下式计算

$$N_{AK} = N_0 \sin\left(\frac{\pi}{n} K\right) \quad (4.96)$$

$$N_{BK} = N_0 \cos\left(\frac{\pi}{n} K\right) \quad (4.97)$$

式中 N_0 是常数。图 4.39 的两个电源 v_A 和 v_B ，其相位互相相差 90° ，励磁电流 i_A 和 i_B 假设为

$$i_A = i_0 \sin \omega t \quad (4.98)$$

$$i_B = i_0 \cos \omega t \quad (4.99)$$

则第 n 个磁心的励磁安匝数 AT_K 为

$$\begin{aligned} AT_K &= i_0 N_0 \left\{ \sin \omega t \cdot \sin\left(\frac{\pi}{n} K\right) + \cos \omega t \cdot \cos\left(\frac{\pi}{n} K\right) \right\} \\ &= i_0 N_0 \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{n} K\right) \end{aligned} \quad (4.100)$$

所以， K 若从 1 依次到 n ，则励磁安匝的相位依次相差 π/n 。当励磁电压 v_A 和 v_B 加大，在各磁心上就加上了足够大的励磁安匝。下面分析一下输出端开路的情况，只有当这个励磁安匝接近零时，磁心才处于不饱和状态，产生磁通变化。若调节电源电压，

使得一个磁心的磁通仅在 π/n 的相位范围内发生变化，这样磁心按 1、2... n 的顺序发生磁通变化，在 C 绕组上也按 1、2... n 的顺序产生脉冲电压，如图 4.40

(a) 所示。所以若像图 4.39 那样，将相邻的 C 绕组互相相反极性相

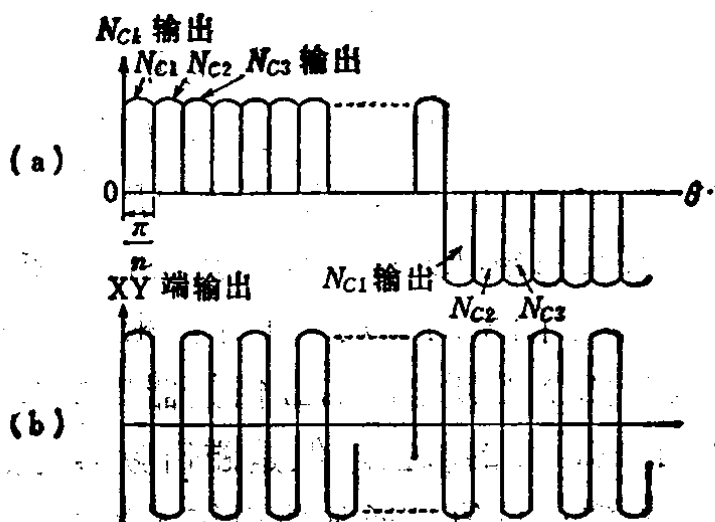


图 4.40 磁 n 倍频电路的电压波形

连，就可得到 n 倍频率输出，如图 4.40(b) 所示。这个原理同样适合于三相电源的情况，只要在选择励磁绕组的圈数时，使各磁心所加的励磁安匝数 AT_K 分别相差 π/n 弧度即可。

当 n 为偶数时, 只要在图 4.39 的输出端 X 、 Y 上, 通过串联电感流过一个直流电流, 就可在 X 、 Y 端上得到 n 倍 (偶数倍) 频率的输出。

当只有单相电源时, 如图 4.41 所示, 只要附加上移相电路, 就可从单相产生两相

交流电压, 因而也就可利用上述的工作原理而获得 n 倍频的输出。这个电路中的 L 和 C 的作用是使得 A 、 B 两相移相 90° (L 与 A 绕组的铁耗 R 串联, 而 C 和 B 绕组的铁耗 R 串联, 从而造成 90° 的相位差)。而电容 C_A 和 C_B ,

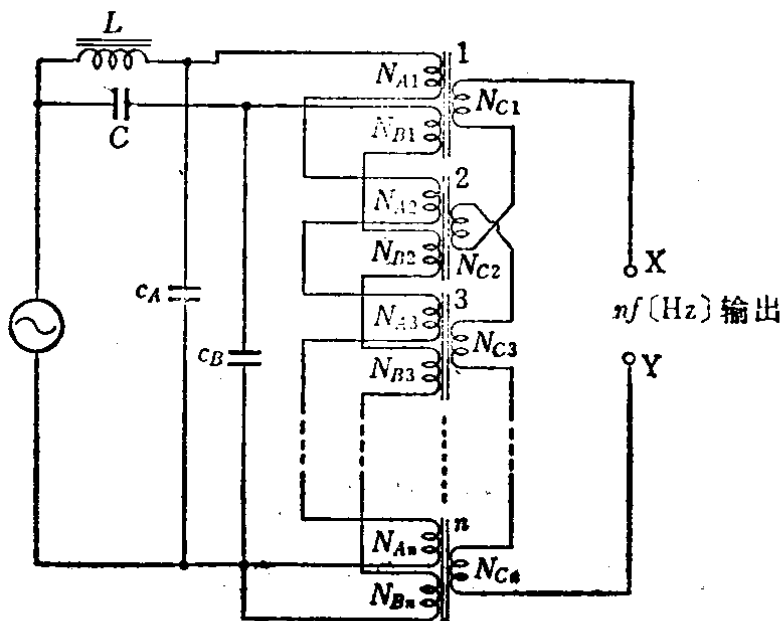


图4.41 电压变化比较稳定的磁 n 倍频电路

它的作用是与电感 L 一起, 利用铁磁共振原理, 来自动调节励磁电压为一个适当的数值。

如上所述, 用单相电源也可以使磁 n 倍频器工作, 若将两个或三个 n 倍频器串接起来, 可以实现 n^2 、 n^3 的倍频。在这种情况下, 如果不在 C_A 、 C_B 电路中串入电感, 使其对励磁电压的三次谐波发生串联共振, 就会产生由于参数变动而发生的随机频率振荡, 就不能得到稳定的工作。根据资料介绍, 用这种串接的方法曾经将四个工频电源的五倍频器串接起来构成 625 倍频, 从而获得 31.25kHz 的输出。但是磁倍频器的倍数越高, 效率越差, 因而没有实用价值。通常使用较多的是 3 ~ 5 倍。在美国、加拿大和联邦德国等国, 用磁心制作了输出功率达数 MW 的三倍频器, 但在日本这方面的实用例子较少。

除此之外, 还研究了许多其它方式, 例如依次改变磁阻的方法, 用来代替上述的依次改变磁心励磁相位的方法。

§ 4-6 其他功率磁性器件

除以上所述，还有许多功率磁性器件，限于篇幅的关系，这里仅简要地加以说明

一、非线性振荡电路

前面已经提到，将线圈绕在无气隙的磁心上就构成了饱和电抗器，如果再将它和电容器连接起来施加交流电压就可组成具有强制振荡分量的非线性振荡电路。这个非线性振荡的结果有三种，一种是振荡频率等于励磁频率 f 的基波振荡，一种是振荡频率等于基波频率 f 的整数倍 nf 的振荡，第三种主要是基波频率 f 的整数分之一 f/n 的振荡。这三种结果分别不同场合都获得应用。

首先来看振荡频率等于基波频率 f [Hz] 这一种振荡，它广泛用于铁磁共振稳压装置中。其中最具有代表性的是图4.42所示的并联铁磁共振电路。在这个电路

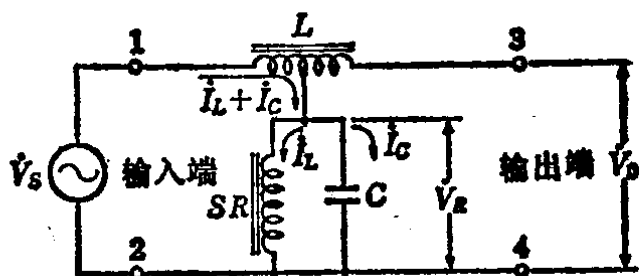


图4.42 铁磁共振稳压电路

中，一旦电源电压上升，就使饱和电抗器 SR 的励磁电流急剧增加，导致串联电抗器的电压降增加，以抑制输出电压的上升，而获得了稳压特性。对于这种电路，为使输出波形不失真，可以采用许多改良的办法或者采用三相电路等措施。

第二种利用 n 次谐波的电路就是倍频器，在前节已经叙述，这里省略。而这里提到的非线性振荡，其作用是用来使励磁磁通的振幅基本上保持一定。

第三种取出电源频率的整数分之一的振荡电路叫做分频电路，其代表性的例子是参变元件。这种电路从原理上说完全与荡秋千的振荡现象一样，荡秋千的人利用在秋千往复一次的过程中其重心要上下反复两次，使秋千的摆动越来越大。在秋千摆动一周期间内，重心上下（即一种激振）的次数即使再多，也只有一部分能量起到使秋千增大摆动的作用。与此理由相同，用 f [Hz]

的电源来激振（相当于重心上下移动），可以产生 f/n [Hz] 的振荡，但是 n 越大，所能产生的 f/n [Hz] 的功率相对于激振功率来说就越小。

二、带半导体元件的磁路

电抗器或变压器等磁性器件与晶体管或晶闸管等半导体元件组合起来，就可以构成许多种应用电路。

图 4.43 所示是一种通过磁场耦合而组成的多谐振荡器，它可以从直流电源高效率地获得交流功率。另外，这种电路可在变压器二次绕组侧获得任意大小的交流电压，若将此交流电压整流，就可以得到与其它电源隔离、任意大小的直流电源，所以它作为半导体电路的电源是极为方便的。它的工作原理虽与一般的多谐振荡器基本相同，但它不是通过电容器构成正反馈而起振，而是利用变压器的二次绕组电压来构成正反馈的。

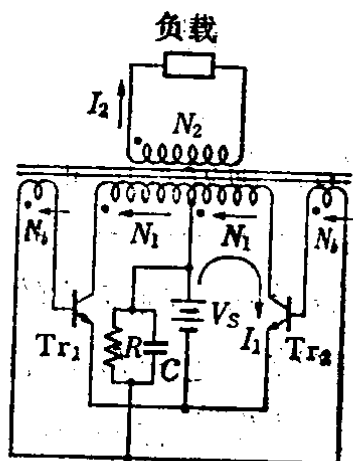


图 4.43 通过磁场耦合的晶体管多谐振荡器

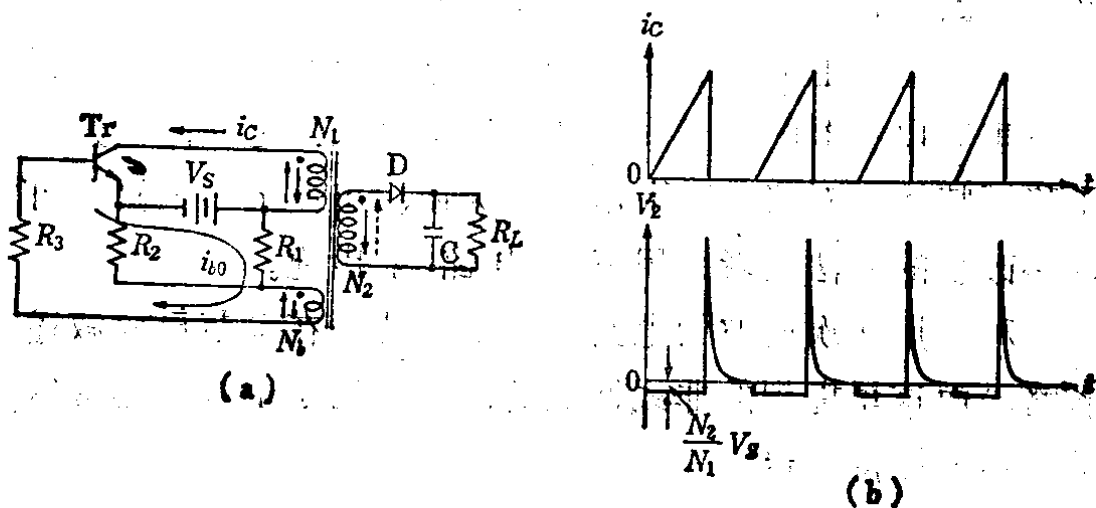


图 4.44 由磁场耦合弛张振荡器组成的高压直流电源

此外，图 4.44 所示是一种弛张振荡器，有一个磁心（该磁心有气隙，难以饱和），磁心上绕有线圈 N_1 、 N_2 和 N_3 ，电路中用了一个晶体管 Tr ，当晶体管断开瞬间，会在二次绕组上产生极高的峰值电压，因此二次绕组上所产生的电压 V_2 的波形为脉

冲状。这种电路可用作盖革—弥勒管、闪光管、暗视管等的电源。

另外若将隧道二极管和线性电抗器串联起来，加上直流电压，那么在隧道二极管的作用下也会产生弛张振荡。这种情况所需要的直流电压的数值只要 $0.2 \sim 0.3 \text{ V}$ 即可，所以很适合于将太阳能电池等较低的直流电压转变为较高的交流电压（或直流电压）的场合。

在 § 4-4 最后曾经提到，磁放大器的输出电压广泛地用来作为晶闸管的栅极控制信号。其原因是因为可以很简单地用直流信号来控制点弧相位。

此外，还可利用磁心的磁滞回线做成具有累计或存储功能的元件，以构成脉冲计数器或运算回路。

练 习 题

〔1〕 如图 4.45 所示，设在磁导率 μ 相当高的磁心中，有一条狭窄的气隙，气隙长为 δ 。磁心上绕有一次绕组 N_1 匝，二次绕组 N_2 匝，在二次侧接有电阻 R_2 ，而一次侧通过电阻 R_1 和开关 S 接到电压为 V 的直流电源上。请回答下列与这个电路有关的问题。

（1）一次绕组的电感 L_1 等于多少？这里假设磁路长度 l_m 与 δ 的比值远比 μ/μ_0 要小，因而磁心的磁阻仅取决于气隙部分。另外，由于 δ 很小，所以气隙截面积可认为等于 A 。

（2）当开关 S 闭合瞬间，流过一次绕组和二次绕组的电流各为多少？

（3）若二次侧的电阻 R_2 为零时，当开关 S 闭合瞬间，流过一次绕组和二次绕组的电流变为多少？

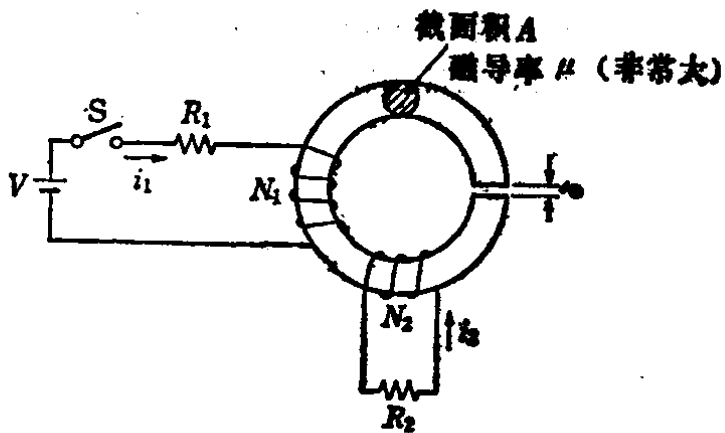


图 4.45

〔2〕 试述变压器铁心中产生功率损耗的原因。

〔3〕 为什么用磁铁的 $B \cdot H$ 积的最大值来作为表示永久磁铁性能的重要的量？

〔4〕 试述饱和电抗器的特点。

〔5〕 试述利用饱和电抗器的原理来测量直流大电流的方法。

〔6〕 制作内反馈磁放大器，采用什么样材料的磁心较好？

〔7〕 利用磁心磁滞回线的原点对称性，可以检测微小的直流电流或直流磁场。试述其方法和理由。

〔8〕 磁倍频器可以得到高频输出，这种方法的效率比利用非线性电阻的方法要高。试述其理由。另外倍频之比越高，变换效率将如何变化？

〔9〕 图 4.42 并联铁磁共振电路的输出电压，当其频率上升时，输出电压几乎与它成比例上升。试述其理由。

〔10〕 现在要求将直流电压的数值变换为与其成比例的频率，再进行远距离传输，然后在接收端再将频率量转换为直流电压，用仪表指示。为达到此目的，试问在发送端和接收端要用什么样的器件？试述利用磁心非线性特性来实现上述要求的方法。

参 考 文 献

- 1) H.F. Storm: Magnetic Amplifiers, John Wiley & Sons (1955).
- 2) 桜井良文編：磁気増幅器とその応用，日刊工業新聞社
- 3) 電気学会磁気増幅器専門委員会編：計測用磁気増幅器，電気書院
- 4) L. L. Rozhanskii: Static Electromagnetic Frequency Changers, Pergamon Press
- 5) Chihiro Hayashi: Nonlinear Oscillation in Physical Systems, McGraw-Hill Book Company
- 6) 蓮見孝雄：鉄共振とその応用，オーム文庫
- 7) 桜井良文：磁気応用回路，日刊工業新聞社

第五章 磁存储和磁记录

随着信息技术和电子计算机的发展，磁存储和磁记录的应用越来越广泛和重要，本章叙述了磁存储和磁记录的原理、功能及其系统。首先，在 § 5-1 中概略地介绍了磁存储和磁记录的发展历史、种类和基本原理。接着在 § 5-2 介绍了过去 20 年中作为电子计算机主存储器使用的铁氧体磁心存储器，说明了它的寻址方式及重新写入的方法。在 § 5-3 概要介绍了低速存储器及用于信息记录的磁带，在 § 5-4 中叙述了一些变形的磁存储及磁记录元件，如磁盘，磁鼓和磁卡片等表面型存储器，在 § 5-5 中详细叙述了最近正在积极开发的磁光存储器。最后在 § 5-6 中介绍了一些其它的存储器，如磁性薄膜存储器、冷子管等。

§ 5-1 存储和记录*

在我们日常生活中经常碰到这样一种情况，即需要记忆一个量并保存下来，例如水银体温表、可以预先给定时间的闹钟等。再来看被称为高级计算机的人或动物的大脑神经组织，它具有能够存储的功能，并可进行极为合理的信息处理。最初的存储器是齿轮，后来使用的电气产品逐渐增多，就用继电器代替了齿轮，随着电子技术的发展，又出现了电子管、磁性元件及晶体管等来作为存储元件。

人类在使用文字或数字来存储信息时，经常采用的方法是用笔和纸来记录。人们使用这些文字或数字是极其方便的，但是换成机械来使其完成思考或操作就不方便了。打字机仅仅是实现了纸和笔的操作机械化，一幅图像却可以通过照片加以复制和保存，因此人们就想到利用这种方法来记录，这样利用电子手段将信

* 本节是参考本章所附参考文献 1)~4) 汇总而成。

息加以复制和保存的方法就逐渐发展起来。声音的记录开始是用留声机，长期以来使用的是带有音道的圆盘（唱片）或圆筒，后来就发展为磁带。在电子计算机中需要存储大量的信息，磁带存储的速度虽然很低，但容量很大，因此即便牺牲一些速度，仍然用磁带来记忆数字量。随着计算机的速度提高，又从磁带发展到磁盘，由于磁带录像机（VTR video tape recorder）的出现，又从声音记录发展到图像记录。这样存储和记录就沿着各自的历史发展进程，在速度、容量等方面出现了各种各样的不同方式，而现在这两种技术又逐渐合为一体。

对于存储元件，要求速度高而容量大，但是这两个要求又是矛盾的。图 5.1 所示为各种存储器的速度和容量这两种特性。

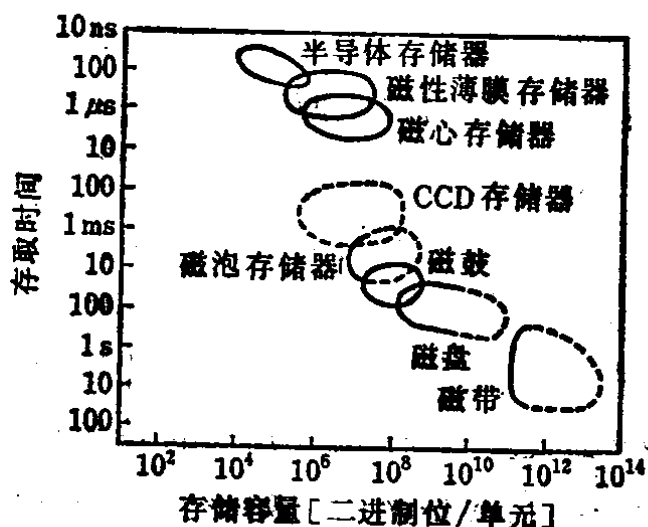


图 5.1 各种存储装置的应用范围*

铁磁材料的磁化特性，如图 5.2 (b) 所示，为一条磁滞回线，在磁场强度 $H = 0$ 时的磁化强度 M （或磁通密度 B ）取决于这个状态之前的磁场强度 H 的数值，所以可用来记忆信息。磁存储（memory）和磁记录（recording）都是利用磁性材料这种记忆功能，将模拟信息或数字信息保存下来。磁存储技术最开始是用来记忆电子计算机中的二进制信息，而磁记录技术最开始是用来记录声音，是以模拟量为记录对象，随着计算机的发展，也逐渐扩展到数字量的范畴。

在磁存储装置中，过去 20 多年大多数是使用铁氧体环状磁心所构成的磁心矩阵，近来随着电子计算机的高速化和大型化，就需要速度更高或者密度更高的存储器元件。多年来一直在研究利用坡莫合金薄膜的高速翻转性能来制作薄膜存储器，以代替铁氧

* 新しい応用磁気編集委員会編，新しい応用磁気(4)，ラティス刊。

体。但是由于其批量生产没有过关，仅能作为磁环线存储器使用。目前还出现了许多新技术，如半导体存储器、磁泡、磁光存储器、超导存储器等，这方面的进步非常快。

在磁记录方面，由线状的记录元件逐渐发展为主要采用涂以磁粉的磁带记录元件，其材料主要是 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 和 CrO_2 。最近磁带录像技术需要高密度的磁带，因此磁带的磁化方向也从原来沿薄膜表面方向而逐渐改为沿薄膜垂直方向。

最近出现了一种磁泡存储器，它的特性介于上述两者之间。磁泡是垂直于膜面的一个微小的圆柱磁畴，一个磁畴可存储 1bit 的信息。它不是通过存储信息的介质的运动，而是通过磁畴的移动来对大量的信息进行写入或读出。其信息密度极高 ($10^8 \sim 10^9 \text{ b/cm}^2$)，而动作速度是介于铁氧体磁心和磁带之间。目前还在开发一种高速高密度的磁光存储器，它有可能成为下一代的存储器。这种存储器是利用磁化使光的偏振面产生不同的旋转，从而读出信息，而写入是利用激光所造成的局部加热来进行。

§ 5-2 铁氧体磁心存储器*

铁氧体磁心是从 1952 年左右起，作为磁性存储元件开始实际应用，随着电子计算机的发展，需要量急剧增加，现在是用得最多的。通常所用的是图 5.2(a) 所示的环状磁心，将这种磁心排成矩阵形状，从而构成磁心板。在这种铁氧体环状磁心中，利用磁心的磁通方向来记忆二进制信

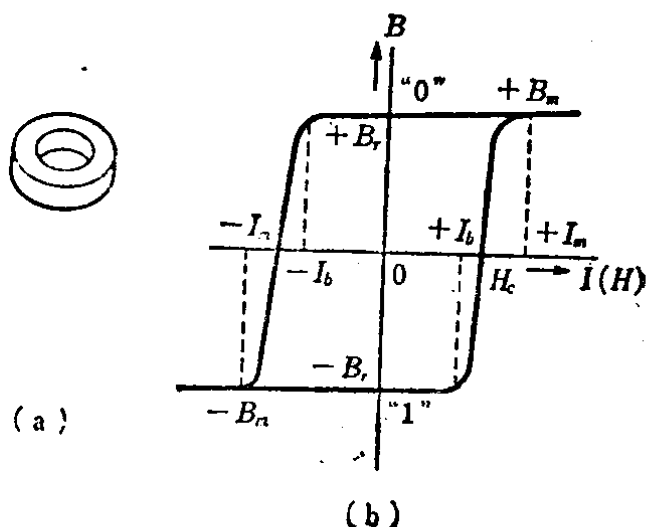


图 5.2 磁心的磁通密度 B 与驱动电流脉冲幅度的关系

* 本节是参考本章所附参考文献 5) 6) 汇总而成。

息。在图 5.2(b) 的磁滞回线中, 当磁场强度为零时, 有两种稳定的磁通状态 ($+B_r$ 和 $-B_r$)。也就是说, 向 $+H$ 方向如果加上比矫顽力 H_c 还要大的磁场强度, 则磁场强度恢复到零时, 磁通密度仍然保持为 $+B_r$, 而若向 $-H$ 方向加上较大的磁场强度后, 则保持为 $-B_r$ 的状态。将这两种磁通状态 (也就是说顺时针方向的磁通和反时针方向的磁通) 分别与 “1” 和 “0” 相对应, 就可以记忆 1 bit 的信息。

为了将 “1” 写入, 只要在 $-H$ 的方向加上超过 H_c 的磁场强度即可, 此时与磁心中过去的磁化状态无关, 而磁通密度为 $-B_r$, 即处于 “1” 状态。

为了读出所记忆的内容, 可加上比 $+H_c$ 还要大的正的磁场强度。如果记忆的内容是 “1”, 则磁通密度就从 $-B_r$ 变成 $+B_r$, 在这磁通翻转 (dB/dt) 的作用下, 就会在穿过磁心圆孔的导线上产生感应电压输出。而如果记忆的内容是 “0”, 则磁通没有变化, 就不产生感应电压。所以根据有没有输出就可以判断记忆的内容是 “1” 还是 “0”。

用一个铁氧体磁心, 仅能存储 1 bit 的信息。将大量的磁心组装在一个平面上就构成磁心矩阵 (磁心板)。磁心矩阵如图 5.3 所示, 它是将 16×16 个或 64×64 个磁心排成矩阵形状, 然后穿过 X 线、Y 线和读出线而构成。将这磁心矩阵按所需的数

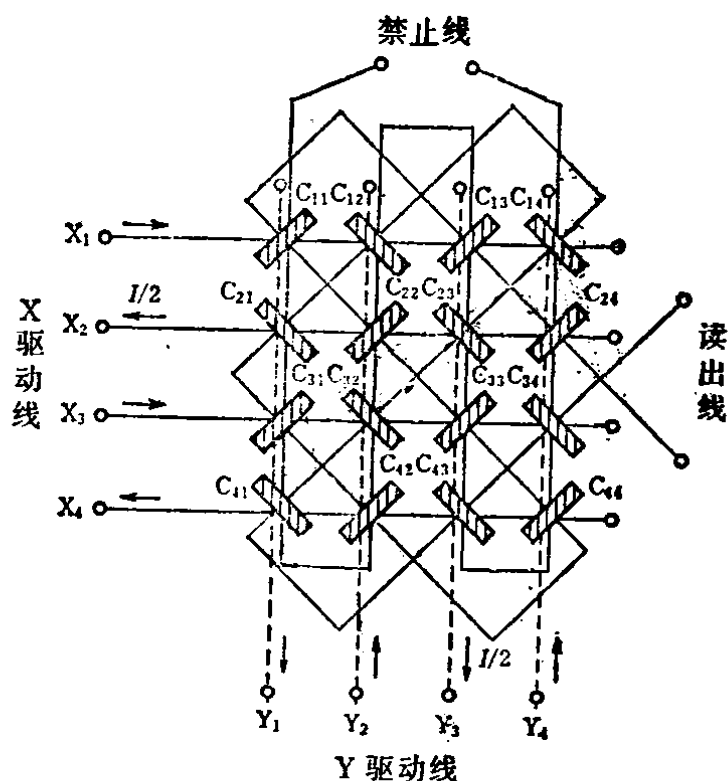


图 5.3 电流重合方式的磁心存储器矩阵的构成*

* 与图 5.1 的注相同。

量叠装起来就构成所谓磁心体 (core stack)。

这样的磁心体的驱动方式有三种

- (1) 电流重合 (current coincidence) 方式或叫做 3D 方式;
- (2) 字选择 (word organized) 方式或叫做 2D 方式;
- (3) 2.5D 方式。

目前第 (1) 种的电流重合方式是应用最广泛的驱动方式, 一般也叫做 3D (three dimensional) 方式。图 5.3 所示即为 3D 方式存储器平面中的布线情况。如图所示, 每个磁心中穿过了四根线, 即 X 线、Y 线 (这两根线叫地址线)、禁止线和读出线。X 线、Y 线和禁止线是用来从排列的许多磁心中选出所指定的一个磁心并加以驱动, 而读出线是在读出时用来取出输出电压。

下面来分析一下每一边有 n 个磁心的正方形磁心矩阵。在图 5.3 的例子中 $n = 4$ 。矩阵有 n^2 个磁心, X 线和 Y 线分别有 n 根, 其中每根线穿过 n 个磁心, 而读出线和禁止线则是穿过全部 n^2 个磁心。当需要读出所指定的某一地址的磁心信息时, 就从矩阵的 X 线束和 Y 线束中各选出一根 X_i 和 Y_j , 然后分别通以振幅为 $I/2$ 的地址电流脉冲。这 $I/2$ 的数值比图 5.2(b) 的 I_0 要小, 而比 $I_m/2$ 要大。这样, 两根所选的地址线相交处的磁心就被振幅为 $I/2 + I/2 = I$ 的驱动电流脉冲所磁化, 若这个磁心为 1, 就转变为 0, 这时在读出线上就会产生一个较大的输出电压 (将这电压叫做 “1” 信号)。若这个磁心是 0, 它仅仅从 $+B_r$ 再向正的方向磁化, 磁心的状态不改变, 所以在读出线上就产生 “0” 信号 (振幅非常小)。因此, 检测读出线上所产生的电压就可以读出 X_i 线和 Y_j 线相交点磁心中所保存的信息。而 X_i 线和 Y_j 线所通过的其它 $(2n - 2)$ 个磁心, 由于分别只有振幅为 $I/2$ 的地址电流脉冲驱动, 所以磁心信息 (磁通状态) 没有变化。这些磁心叫做处于半选择 (half-selected) 状态。

读取操作是破坏性的, 所以被两个地址电流相加而读取的磁心, 一旦读取结束不管它以前的状态如何都变成了 0。也就是说, 读取动作之后信息已经不存在了, 这种存储器叫做破坏读出存储

器 (destructive read-out (DRO) memory)。

在破坏读出存储器中, 为了恢复读出之前的记忆信息状态, 要进行重写 (rewrite), 这时只要选择是“1”的磁心进行重写即可。重写时, 依靠禁止线中是否流过禁止电流脉冲来进行控制。

这个读出和重写操作常常合在一起, 叫做记忆周期。写入的方法与重写一样进行。

下面来说明由磁心矩阵叠装而成的磁心体, 图 5.4 所示为磁心体的实际布线图, 每个磁心矩阵平面的一边有四个磁心, 磁心体是由四块磁心板叠装而成。如图所示, 各平面的驱动线束中相应的驱动线互相串联相连。

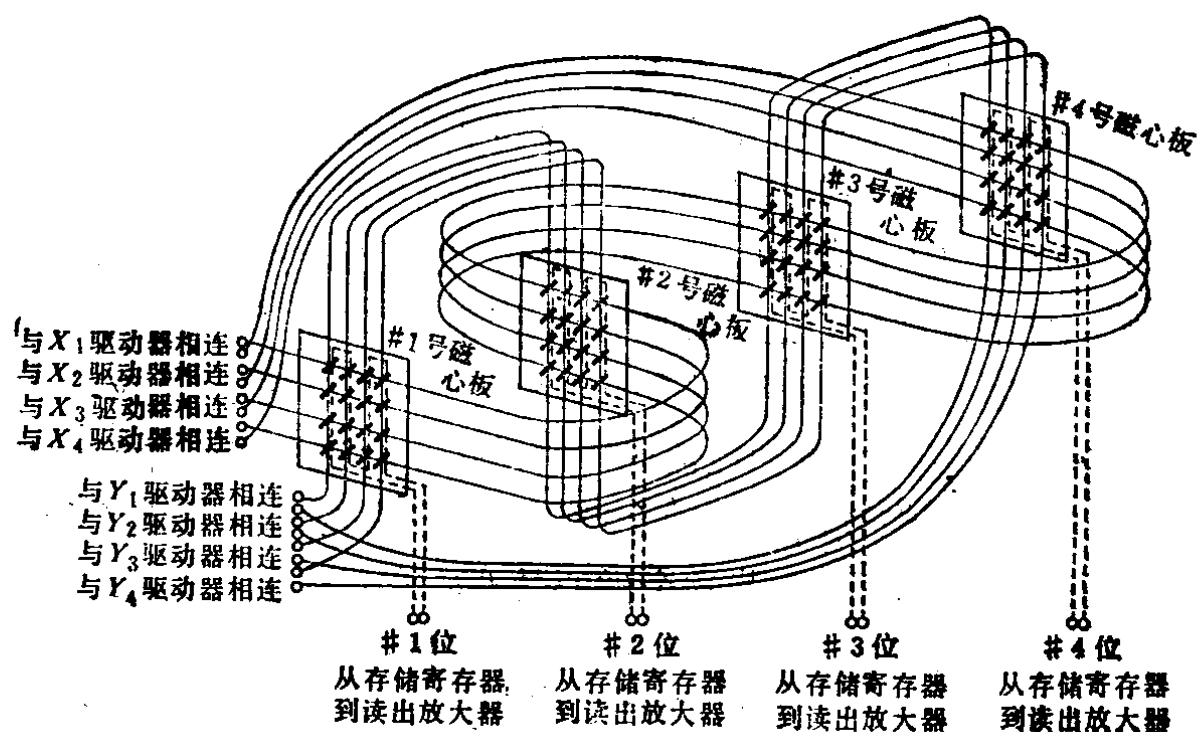


图5.4 3D-3线式磁心存储器磁心板的构成*

铁氧体存储器所使用的材料是尖晶石系多晶铁氧体, 其中 Mn-Mg 系铁氧体和 Li 系铁氧体较多, 此外 Cu-Mn 系、Ni-Zn 系和 Ni-Mn 系等材料也有使用。Mn-Mg 系的翻转性能较好, 而 Li 系的温度性能较好。在表 3.16 中列出了各种代表性的铁氧体材料。

这些铁氧体具有矩形磁滞回线特性, 其剩磁感应强度 B_r 因

* 与图 5.1 的注相同。

材料而异，但在 B_r 的 95% 左右磁滞回线的转弯部分若越接近于直角形状，则输出信号的 SN 比就越高。矫顽力 H_c 的数值，大多数存储器的磁心在 10Oe^* 以下，有些低驱动用的存储器磁心在 1Oe 以下。剩磁感应强度 B_r 虽然与材料有关，但一般在 2000Gs^{**} 左右。从 $+B_r$ 状态转变为 $-B_r$ 所需要的时间，即翻转时间 t_f 是电子计算机存储器的一项重要指标，它取决于材料和驱动磁场强度 H_d 。设磁场翻转所需要的磁场强度为 H_0 ，则翻转时间 t_f 为

$$t_f = \frac{S_m}{H_d - H_0}$$

(5.1)

式中， S_m 是材料的翻转系数，希望它要小一些。如果取 H_d 比 H_0 要大得多，则上式可写为

$$t_f = 2\pi r \frac{S_m}{I}$$

(r ：磁心的平均半径， I ：驱动电流)

所以，为减小 t_f ，只要减小 r 或者增大 I 均可。但是，如果增大 I ，则电功率的消耗要增加，因此要尽量设法减小半径 r 。图5.5表示从 1955 年开始的 15 年间磁心尺寸和磁心存储器动作(存取)时间的变化情况，从图可知，磁心外径尺寸的变化是 $80 \rightarrow 50 \rightarrow 30 \rightarrow 20 \rightarrow 12\text{ mil}^{***}$ 。由于铁氧体磁心的尺寸不能比上述的尺寸再小，所以正在开发新的存储器元件用以代替铁氧体磁心。

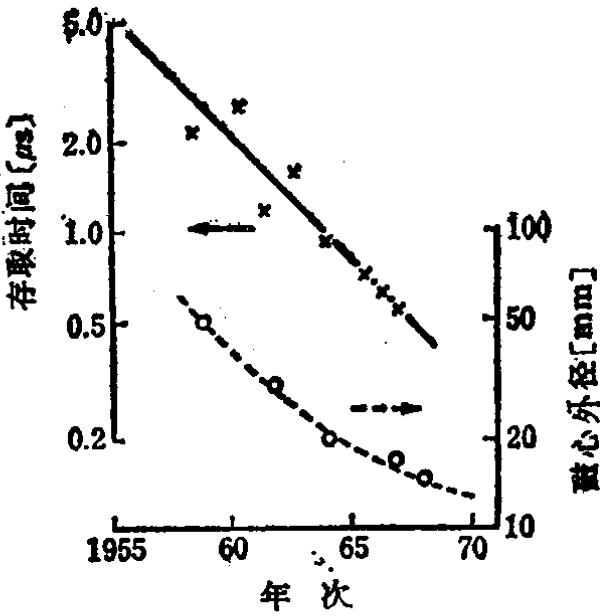


图5.5 磁心存储器的发展***

* $1\text{Oe} \triangleq 7.9578 \times 10\text{ A/m}$ ——译注。

** $1\text{Gs} \triangleq 10^{-4}\text{T}$ ——译注。

*** 桜井良文：磁気応用回路，P.119，日刊工業新聞社(1973)。

**** mil (密耳)：测量金属线直径或薄板厚度的单位。 $1\text{mil} = 0.001\text{英寸} = 2.54 \times 10^{-5}\text{m}$ ——译注。

§ 5-3 磁 带*

在 1836 年, 爱琴曼格尔将声波记录在油烟纸上, 这成为录音技术的开端, 1877 年爱迪生开始实验, 在 1887 年发展到在圆盘上进行横波式录音。利用磁性材料进行录音开始得要晚一些, 1898 年蒲尔森 (Poulsen) 研究了钢丝录音机, 他是利用由磁性材料而制成的钢丝来录音。1936 年普留默 (Pfleumer) 提出采用涂以粉状微粒的磁带来录音的方案, 它具有记录、消抹及重放等优点, 因此应用十分广泛, 不仅用于录音, 而且还广泛用于计算机存储装置或图像存储装置。

磁记录包括两个过程, 一个是将信息写入磁性体的过程, 另一个是将信息读出的过程。当写入时, 在靠近磁带表面放置的磁头线圈中将流过与信息相应的电流, 利用该电流在缝隙附近产生的磁场对靠近磁头缝隙的磁带进行局部磁化。由于信息是连续不断地提供给磁头线圈, 而磁带又以一定的速度在磁头下移动, 这样一来信息随时间的变化就变成磁带上位置变化而被存储在磁带上。图 5.6 (a) 表示与线圈电流相应

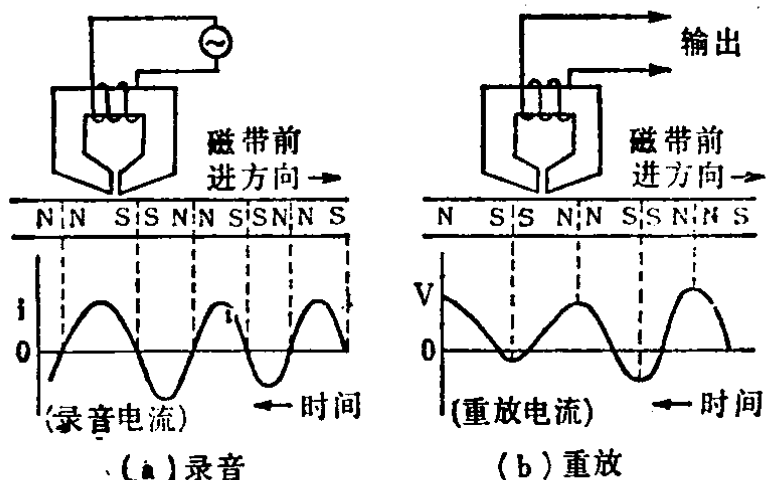


图 5.6 磁带存储

的磁化状态, 而图 (b) 则表示读取 (重放) 时的输出波形。在重放时, 磁带的漏磁通与磁头线圈相交链, 漏磁通随时间的变化就产生了输出电压。

利用磁带的磁记录系统如图 5.7 所示。磁带以适当的速度从供带轮送至磁头, 经过消抹、记录或者重放之后, 送至收带轮。磁头部分有消抹磁头、记录磁头和重放磁头, 由于记录磁头和重

* 本节是参考本章所附参考文献 7) 汇总而成。

放磁头的结构相同，所以有的时候这两者共用一个磁头。消抹磁头的作用是在记录前抹掉过去的信息所造成的磁带的磁化状态。消抹的方法有三种，一种是利用直流磁场产生一定方向的饱和磁化，一种是利用交流高频磁场使其去磁，再一种是通过加热使其达到居里点以上。通常采用交流去磁，在用于数字记录时，也有用直流去磁的。

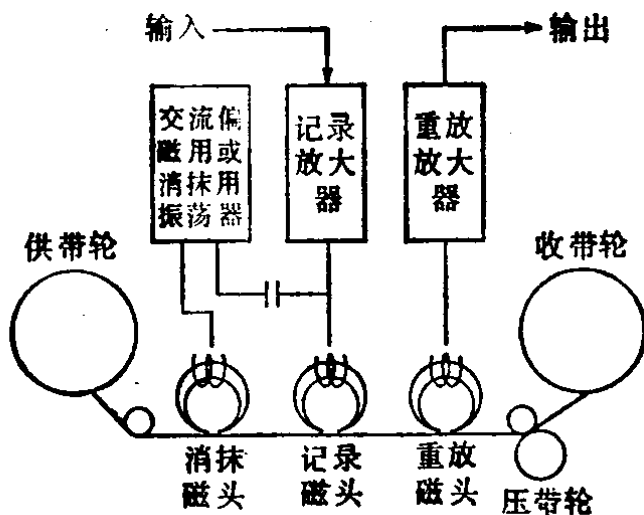


图5.7 磁带记录系统

记录过程如图 5.6 所示，在高导磁材料的磁头上绕有线圈，其中流过信号电流，利用它在磁头缝隙处产生的漏磁场对牢固粘着在磁带上的磁性颗粒进行磁化来记录信息。磁带厚 $6\sim 38\mu\text{m}$ ，宽 $3.8\sim 50.8\text{mm}$ ，它是将长度在 $1\mu\text{m}$ 以下的针状 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 颗粒混合在粘合剂中，然后再涂在带基材料（聚脂薄膜带或聚氯乙烯带）上而制成的。

当磁带与磁头接触，并以一定的速度移动时，磁带中就会产生与线圈电流相应的磁化状态，信号被记录下来。当信号电流是正弦波时，磁带上磁化状态变化一周的长度 λ （记录波长）与磁带速度 v 及信号频率 f 之间满足下列关系

$$\lambda = \frac{v}{f} \quad (5.2)$$

在高密度记录情况下， λ 很小，这就要求磁带的剩磁磁化强度要大。磁带磁化的强弱与方向取决于磁头产生的磁场的强弱、方向、频率、磁带的速度和磁带的磁性能等因素。磁头产生的记录用磁场分布如图 5.8 所示为一种单峰性的分布，在缝隙中央的磁场强度最大，离开中央则分布变平坦。如果来看磁带上的某一点，它在通过磁头时所受到的磁场为图 5.9 所示的 OAB 部分，从

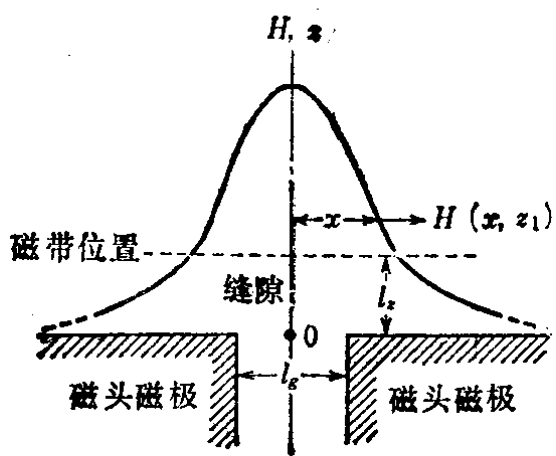


图5.8 磁头缝隙附近写入磁场的分布

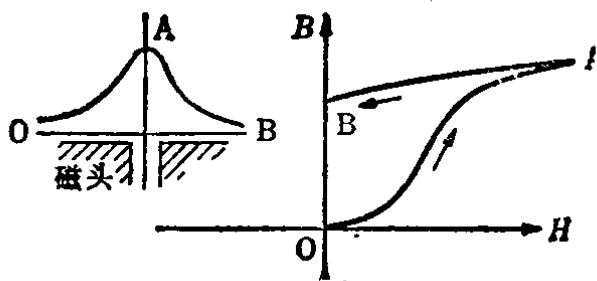


图5.9 记录过程

磁带的 $B-H$ 特性上看，磁带上残存了相当于 B 点的剩磁磁通。但是如果信号的频率升高，则如图 5.10 所示，在通过磁头磁场时信号的极性将发生反转，这样剩磁磁化强度就不与信号成比例（记录去磁）。另外被记录的磁化强度在磁带内部产生的磁场会使记录的磁化强度受到去磁作用，这称为“自去磁作用”。一般记录磁场和剩磁磁化强度的关系具有明显的非线性，为使其线性化并为了提高灵敏度，可与高频磁场叠加。这个交变磁场的频率比较高（50~100kHz），使得仅仅由于该交变磁场本身，磁带不能被磁化，而这种交变磁场强度却足以使磁带达到饱和磁化的程度。

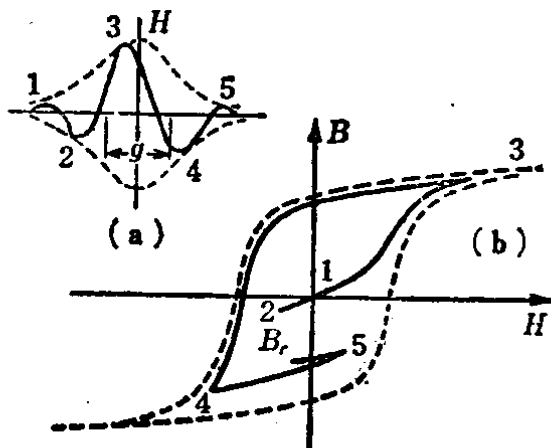


图5.10 高频信号的记录过程

磁记录按信号的种类和处理方式可照下列分类：

- (1) 模拟记录和数字记录；
- (2) 直流偏磁记录、交流偏磁记录、无偏磁记录；
- (3) 无调制记录和调制记录（AM、FM、低频 FM、PTM、PCM）；
- (4) 数字记录中包含有 NRZ、RZ、PM、FM 等几种。

表 5.1 中对数字记录的各种调制方式作了比较。

为了重放（读出）以磁化的形式存放在磁带中的信息，就利用磁头的磁心来检测磁带表面的漏磁通，使漏磁通与线圈相交链，通过电磁感应即可变换为电压。这种情况自去磁作用减少。如用圈数为 N 的磁头来读出漏磁通 Φ ，则可得重放输出电压 e 为

$$e = -N \frac{d\Phi}{dt}$$

(5.3)

表5.1 数字记录的各种调制方式*

名称		调制波形	调制规则	自同步
RZ	双电平		1 翻转，复原至零	不能
	三电平		1 正方向翻转，0 反方向翻转复原至零	能
RB			1 翻转，复原至初始值	不能
NRZ	基本形		1 正方向，0 反方向	不能
	NRZ1		1 翻转	不能
PM, PE			1 按↑方向翻转，0 按↓方向翻转，相同符号信号之间翻转	能
FM	基本形		1 翻转，位之间翻转	能
	MFМ		1 翻转，0 0 之间翻转	能

若磁带中所记录的信号为正弦波，则

$$\Phi = A \cos \omega t \qquad e = AN \omega \sin \omega t$$

(5.4)

* 松本光功著：磁気記録，P.96，共立出版（1977年）。

由上式可知,重放输出电压与频率成比例,即具有 6dB/oct^* 的特性。图 5.11 为典型的磁记录特性。由图可知,在中频范围具有 6dB/oct 特性,而在低频和高频区,由于各种原因使得特性发生变化。

在由磁带产生的磁通中,穿过重放磁头的磁通所占的比例与磁带磁性层的厚度及磁头与磁带间的间隙 g 有关,磁性层越薄或者间隙 g 越小,其所占比例越大。为了使重放磁头能读出波长为 λ 的记录磁化信息,必须要满足 $g < \lambda/2$ 的条件。

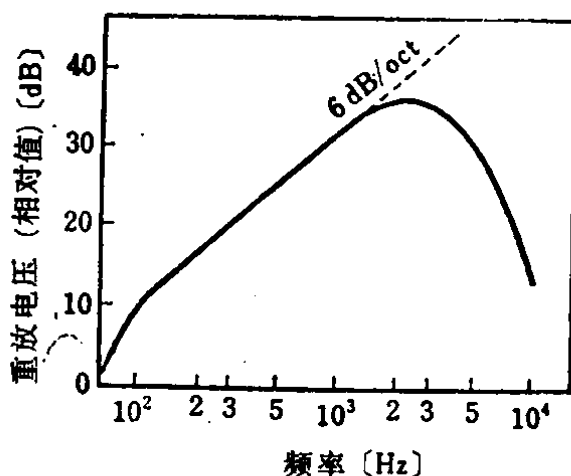


图5.11 磁记录重放系统的基本特性

磁头的基本结构是具有狭窄缝隙的环状磁心,其形状、尺寸及所使用的材料将因用途而异。录音机用的磁头或者电子计算机数字记录用的磁头是用坡莫合金薄带叠装而成,最近正逐渐取代铁氧体材料。磁带录像机(VTR)用的磁头,为了减少磨损,采用铁硅铝磁合金、单晶铁氧体或热压铁氧体等材料。

数字记录用磁头的构造也与录音机用磁头基本相同,只是为了高密度的要求,其缝隙在 $10\mu\text{m}$ 以下。图 5.12 为磁头的构造,图 (a) 为一般用途的叠片式磁头,图 (b) 为 VTR 磁头。

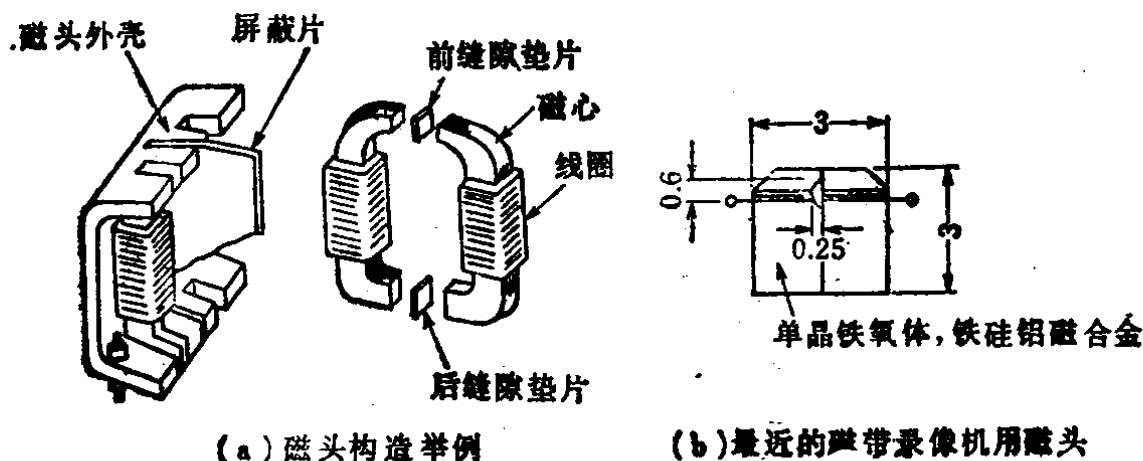


图5.12 磁头

* oct-octave倍频程——译注。

VTR 磁头的磁道宽度为 $0.1\sim 0.26\text{mm}$ ，缝隙在 $1\mu\text{m}$ 以下，孔的大小刚好能满足绕线所需要的空间，所以在加工上对尺寸精度的要求就特别严格。

另外最近还出现了一种由磁性薄膜制成的磁头，用来代替环状磁头。

§ 5-4 磁 鼓 和 磁 盘

磁鼓 (magnetic drum) 从使用的角度来看是一种磁存储装置，但它的结构及写入读出的方式都是与电子计算机用或其它记录数据用的磁带相同。它是利用圆柱表面的磁性薄膜作为记录介质，使圆柱绕其中心轴连续旋转，然后用靠近圆柱安放的磁头进行写入和读出。与磁带相比，调用时间很短，所以一开始磁鼓是作为计算机的内存来使用的，现在常用来作为数据文件使用。由于一个磁头只能使用它下面的磁道，所以必须要让磁头能沿旋转轴的轴向移动，但是使磁头移动的机构速度很慢。为了避免这个缺点，可以采用多个磁头并排排列的方式。若要更进一步提高工作速度，可采用图 5.13 所示的方法，即在一个磁道上放置若干个磁头，并设法提高转速。磁鼓表面的材料与磁带相同，多采用 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 。随着磁鼓高速化，磁头采用浮动磁头。所谓浮动磁头 (floating head)，就是磁头在

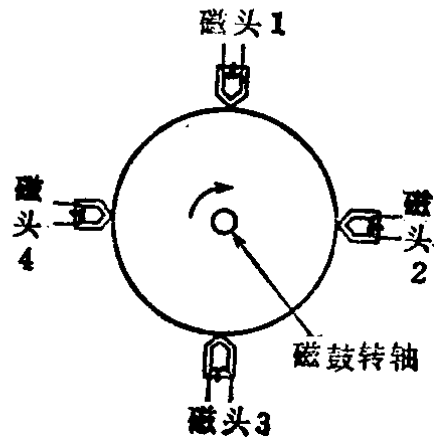


图5.13 高速磁鼓的结构原理图

工作时与磁鼓表面保持着一定的间隙。当磁鼓高速旋转时，由于旋转而产生的气流使磁头浮起在磁鼓表面上方，这样一来，磁头与磁鼓之间就可保持有 $2\sim 5\mu\text{m}$ 左右的间隙。而旋转一停止，间隙又变为零，所以在起动时要预先将磁头抬起远离磁鼓表面，到磁鼓转速达到恒定之后再将近磁头靠近磁鼓。

磁盘 (magnetic disk) 是一种能高速旋转的圆盘 (disk)，其表面上有若干个同心圆的磁道，用以存储信息。若将若干个磁

盘叠装起来，装上一根旋转轴，则它比磁鼓的面积要大，所以在相同体积中能够存储的信息量就增加，空间利用率较好。磁盘是在直径为 30~100cm 的铝合金、镁合金或塑料制成的基板上涂以或镀上一层氧化铁系的磁性粉末而制成，最近也有合金材料制成的磁盘。

从构造上来说磁盘有两种，一种是在每个磁道上固定设置一个磁头，因而工作速度很高；一种是使磁头运动，以减少磁头数量、降低价格。另外有的磁盘可以从驱动器中取出加以更换，而有的磁盘则是固定不可换的。根据其存储容量不同可分为磁盘组、磁盘文件及电子式选道磁盘存储器 (drisk)。磁盘组采用更换磁盘方式，臂架可动，用于 $6\sim30\times10^7\text{bit}$ 左右的中容量存储器。磁盘文件采用固定磁盘方式，臂架可动，用于 $5\times10^8\text{bit}$ 以上

表5.2 各种磁存储装置的比较*

种类\比较项目	介质	介质的运动	存取方式	介质的硬度	介质与磁头的间隙	磁头与磁道的关系
磁鼓	圆柱面上的环形磁道	连续匀速旋转	半随机存取	刚体	非接触形	
磁盘	圆盘面上的同心圆磁道	连续匀速旋转	半随机存取	刚体	非接触形	
磁卡片	卡片表面上的直线磁道	选择与读写不同	半随机存取	柔性体	接触形	
磁带	磁带表面上的直线磁道	在磁头缝隙下部直线运动	按序存取	柔性体	接触形	

* 桜井良文著：磁気応用回路，P.240，日刊工業新聞社(1973)。

的大容量存储器，平均调用时间比较长（100ms 以上），但每一位的价格比较低。电子式选道磁盘存储器是每个磁道有个磁头，采用电子方式来选择磁道，是固定磁盘方式，磁头没有可动部分，所以平均调用时间可缩短至 10~20ms，但每一位的价格较高，用于 $10^6 \sim 10^8 \text{ bit}$ 的小容量存储器。

磁卡片存储装置是介于磁带和磁盘两者之间的一种存储器。与磁盘相比，每一位的成本低而容量大，但调用时间较长。它与磁带相比，每一位的成本并不高，但它是属于半随机存储器。

磁卡片是在一定大小的塑料薄片上（例如有一种磁卡片的尺寸为 $8.25 \times 35.5 \text{ cm}$ ）涂敷一层 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ，然后在它上面再加上一层很薄的塑料保护层而构成。卡片上有 56 条磁道，在读取的时候用适当的机构通过磁头来读取信息。

表 5.2 是作为计算机外部存储装置使用的各种磁存储元件一览表

§ 5-5 磁光存储器*

在磁性薄膜存储器中（参见 § 5-6 的一），可以利用磁光效应的方法观测到表示信息的磁畴，因此就想到是否可利用法拉弟效应和克尔效应来读出存储器的信息。1970 年霍尼威尔（Honeywell）开发了 MnBi 膜用来研制出 10^6 bit/cm^2 高密度存储器之后，迅速地引起了各方面的注意，不久出现了“磁泡”，从此之后磁光学在存储器及逻辑元件中的作用有了飞跃的变化。

1845 年法拉弟发现在将光通过置于磁场中的玻璃片时，偏振面发生旋转，这就是磁光学的开端。直线偏振面的旋转虽然很小，但是只要把与偏光镜相同的检偏镜转过一个角度放置，就可以把磁畴的分布变换为明暗的光线，因此用这个方法就可以检测磁场或磁化情况⁴⁾。在这之后又发现，像 $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ 这种六角晶系铁氧体（磁铅石型），其厚度达到 10^6 \AA **左右对于红光仍然是透明

* 本节参考本章所附参考文献 8) 汇总而成。

** $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$ ——译注。

的。1956 年发现了磁性石榴石，狄龙 (Dillon) 就利用法拉弟效应来观测单晶 YIG 中的磁畴⁶⁾，1960 年克林契克 (Krinchik) 等人详细地发表了有关 YIG 的法拉弟效应的报告⁷⁾。这些研究的结果表明在红外区吸收较少而法拉弟效应又很显著，所以研究的结果在光调制和微波领域是很有用的。

一般，法拉弟旋转角 θ_F 与光的透射长 l 及磁化强度与光的夹角 ϕ 之间有下列的关系

$$\theta_F = \alpha_F l \cos \phi \quad (5.5)$$

式中的 α_F 是由物质及光的波长等因素所决定的常数。

图 5.14 是法拉弟效应的观测装置图，来自光源的光束通过偏光镜产生偏光以后，透过试料，然后经过相对于偏振面旋

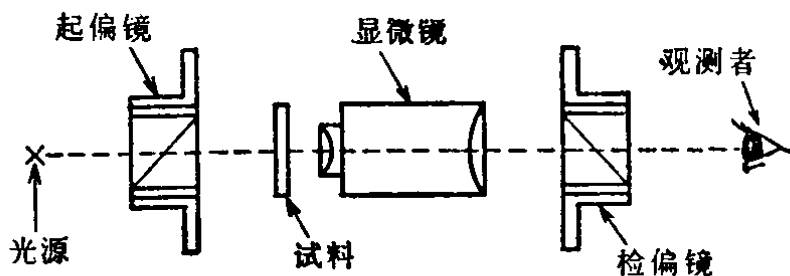


图 5.14 法拉弟效应的观测装置*

转某一适当角度的检偏镜，进入眼睛或光电变换器。现设试料在垂直磁化膜（如正铁氧体那样垂直于膜面磁化）上有相反方向磁化的 A 和 B 两部分（图 5.15），当检偏镜的角度不同时，所观测到的图形如该图的 (a)、(b) 和 (c) 所示。图 (a) 和图 (c) 的黑白（明暗）部分正好相反，而图 (b) 可以很清楚地看到的仅仅是交界面处的畴壁。图 5.16 是正铁氧体的观测结果。

对于不透明的磁性体，还可以利用反射而产生的偏振面的旋转来观测磁畴，但一般克尔效应与法拉弟效应相比，其偏振面的旋转比较小，所以反差不是很明显。为了改善这种情况，可在试料表面蒸镀一层 ZnS 或 SiO 这一类电介质膜，以防止来自金属面的椭圆反射，或者采用插入 $1/4$ 波片的方法。

克尔效应是在 1876 年发现的⁸⁾，1951 年威廉斯 (Williams) 等人为了说明 Co 膜的磁畴结构首先利用了克尔效应⁹⁾。在克尔效应中，根据磁化方向相对于光的前进方向之间的关系可分为三

* 桜井良文：光・マイクロ波磁気工学，P.289，丸善。

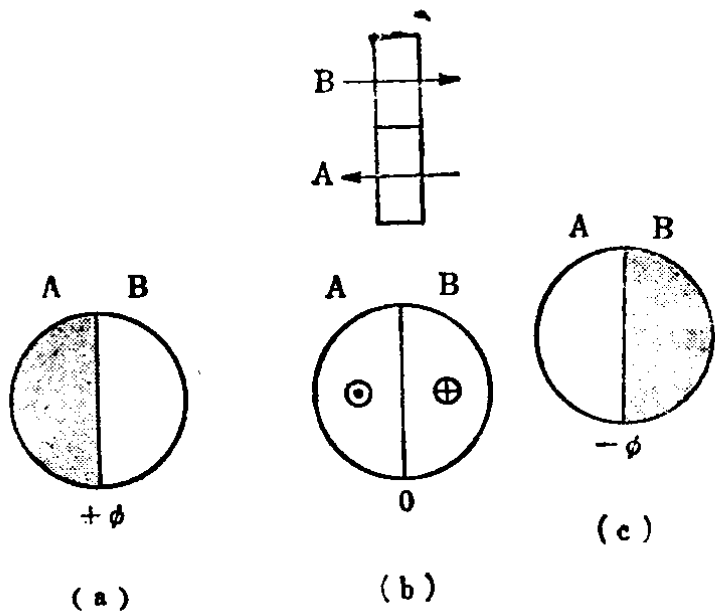


图5.15 由于检偏镜的角度 ϕ 不同，而引起的法拉弟效应观测图形的变化



图5.16 正铁氧体的法拉弟效应观测结果

种情况，如图 5.17 所示分别叫做极化效应、纵向效应和横向效应。图 5.18 为克尔效应测试装置，其中图 (a) 为极化效应情况，图 (b) 为纵向效应和横向效应情况。现设磁性材料的磁化强度为 M_s ，则偏振面的旋转角 θ_k 可用下式表示

$$\theta_k = \alpha_k \frac{M_s \cdot i}{M_s} \tag{5.6}$$

i 是与入射面平行的单位矢量； α_k 是偏振面相对于和 i 平行的磁化分量的旋转角，是波长的函数。

金属化合物 $MnBi$ 是一种铁磁材料，1943 年被发现，主要用作永磁材料。

$MnBi$ 具有 $NiAs$ 六角晶系构造，易磁化轴是 c 轴，居里温度为 $360^\circ C$ ，磁晶各向异性常数为 $11.6 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ，这一数值比较大。它的饱和磁化

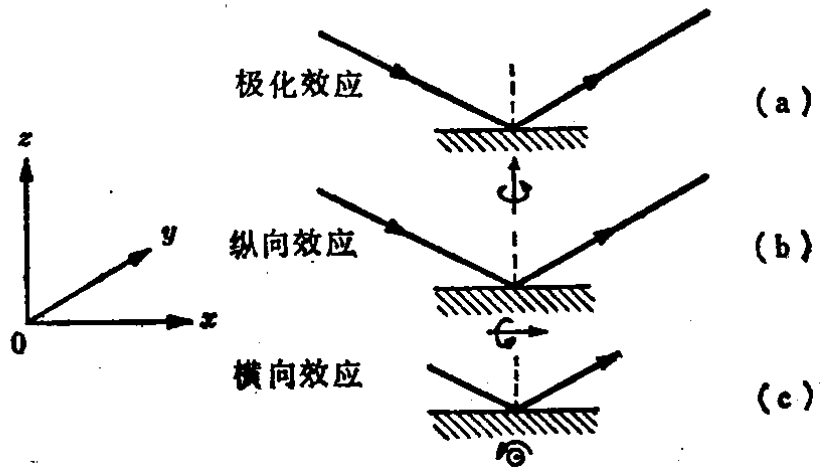


图5.17 三种克尔效应

随温度一点一点地增加, 从 200°C 到 T_c 之间将急剧增加。

磁化强度与温度的关系如图 5.20 中 (A) 所示的那样, 在居里点 (360°C) 急剧地下降直至零。(A) 所示的叫做低温相, 而 (B) 所示的叫做高温相。

图 5.21 表示法拉弟旋转角 θ_F 及光吸收系数 α 与波长之间的关系。作为磁光存储器在读出的时候, 不仅要求 θ_F 要大, 而且要求 α 要小。所以图中还给出了表示这一要求的性能指数 (figure of merit) $2\theta_F/\alpha$ 。

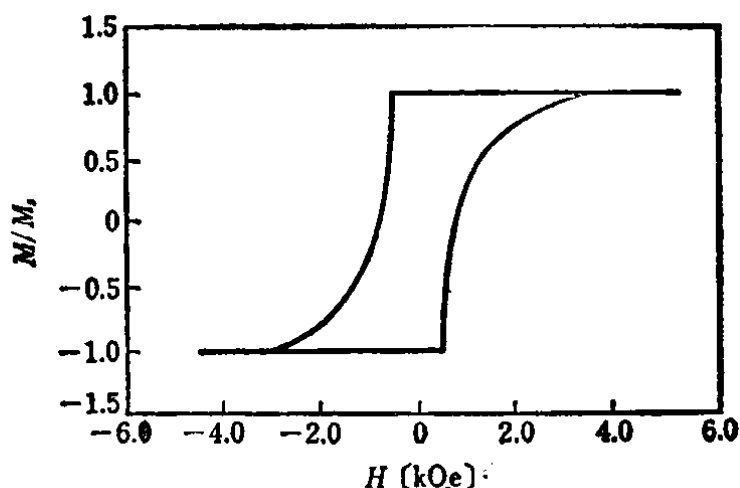


图5.19 MnBi膜的磁滞特性*

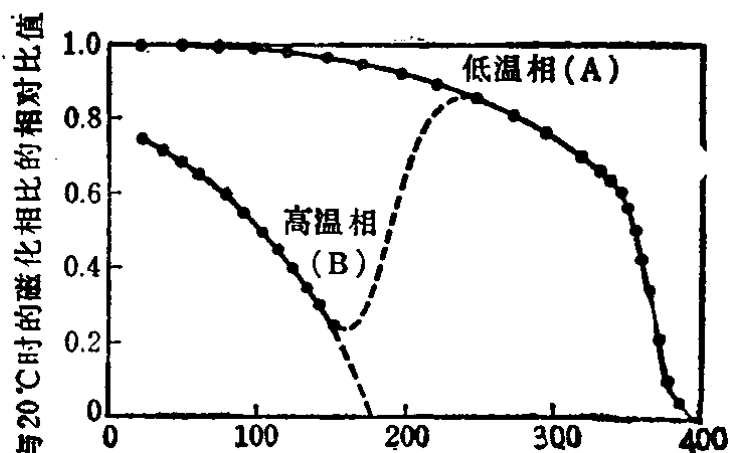


图5.20 MnBi膜的温度特性*

1973 年发表了一项成果, 就是利用高频溅射法所制成的钆钴 (GdCo) 膜可以得到直径为几 μm 的磁泡。在这以后, 稀土类·过渡元素金属合金薄膜就成为以廉价的玻璃板作为基板的磁泡材料, 成为一种新型的非晶磁性材料而受到人们的注目。

图 5.22 所示为利用溅射装置来制取 GdCo 磁泡膜的原理图, 制取条件如下:

- 靶: $\text{Gd}:\text{Co}=22:78$ (摩尔比), 直径 20mm ;
- 溅射条件: 电极间距离 4cm , 放电条件为 13.56MHz 、

* 桜井良文: 光・マイクロ波磁気工学, P.307, 丸善。

5kV、100~400mA;

- 气体: 2×10^{-2} Torr*氩;
- 聚焦磁场: 约 100Oe;
- 溅射速度: 50~150 Å/min;
- 膜厚: 4000~10000 Å;
- 基板: 玻璃、云母、陶瓷等, 水冷。

靶是用电弧熔化炉制成, 厚约 6mm, 成分比有各种各样。由图 5.23 可知, 利用极化克尔效应对所得到的垂直磁化膜中的磁畴进行观测, 得到了迷路形磁畴, 若再加上垂直于膜面的磁场就会出现直径约为 $2\mu\text{m}$ 的磁泡畴。GdCo 由于 H_c 比较小, 从这一点上来说作为磁泡膜是很合适的, 但是一般稀土类·过渡元素金属非晶膜由于稀土类原子和过渡金属原子的磁矩互相反向平行排列, 温度一变化就互相抵消, 所以存在补偿温度。由于它受温度的影响比较大, 因此将 GdCo 实际用于磁泡膜有困难。为了改善这一性能, 目前正在研究一种三元合金 (例如

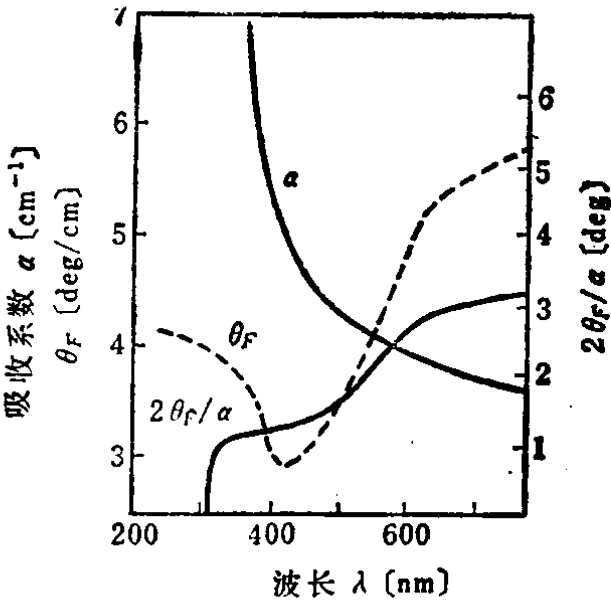


图5.21 法拉弟旋转角 θ_F 及光吸收系数 α 与波长 λ 的关系

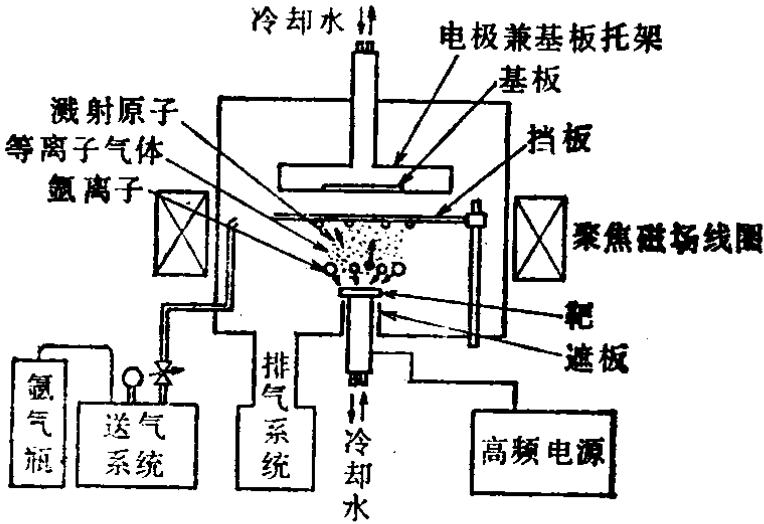


图5.22 利用溅射装置制取GdCo磁泡膜的原理图

* 译注: Torr——毛, 真空压强单位, 相当于 1 mmHg 的压强。

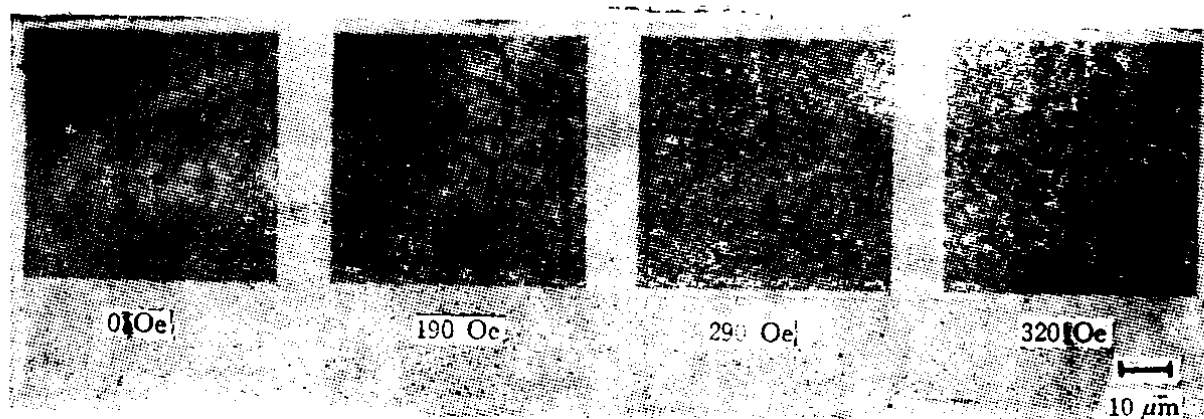


图5.23 迷路形磁畴*

GdCoMo) 的方案。

稀土类铁族非晶膜的补偿温度随其组成不同变化范围很大, 这一点很适于在室温下小能量热磁写入方式。图 5.24 是 GdCo 非晶膜的 H_c 的温度特性, 如图所示, 在 T_{comp} (18°C) 附近 H_c 的变化很厉害。所以, 如用聚焦的激光束来照射已经在某一方向磁化的 GdCo 膜, 就会引起局部性的温度上升, 因而该部分的 H_c 就下降。这样, 当

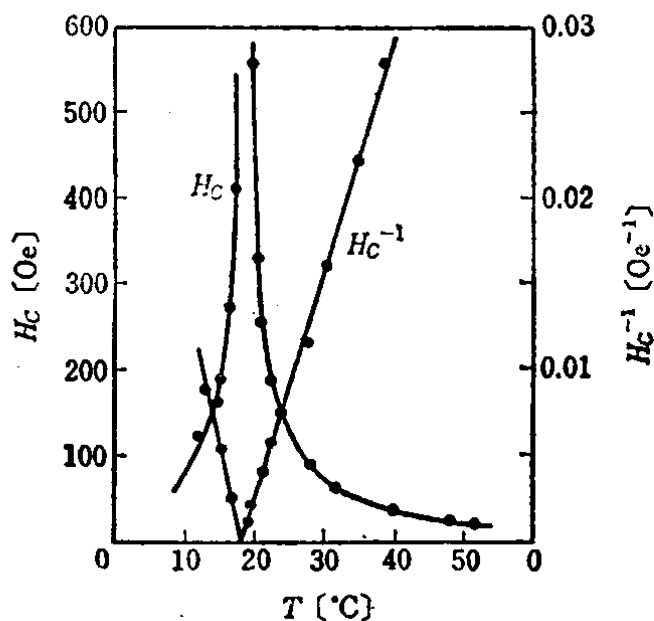


图5.24 GdCo膜的温度特性**

周围的去磁磁场加上外部磁场之和一旦大于 H_c , 就使磁化状态翻转, 信息就被写入。图 5.25 所示为非晶磁性膜的热磁写入和利用克尔极效应的读出方法。写入是用 He-Ne 激光 (5mW), 光脉冲在 1ms 以下。图 5.26 表示外部磁场与被写入的那一位 (翻转磁畴) 的直径的关系。HoCo 或 GdFe 非晶膜也可用同样的方法写入和读出。

* 白川友紀, 桜井良文, 他: Gd-Coスパッタ膜の作製と特性, 電気学会論文誌, Vol. 96A, 151(1976)。

** Y. Sakurai, Thermomagnetic Writing in Gd-Co Sputtered Films, IEEE Trans. Magn. Vol. Mag-11, No. 5 (1975)。

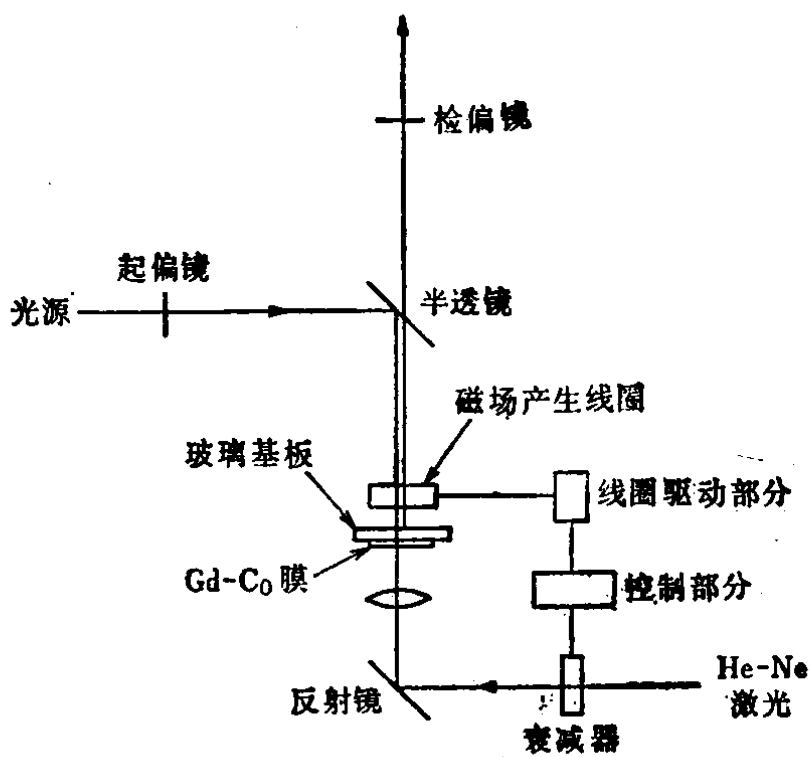


图5.25 热磁存储器的观测装置

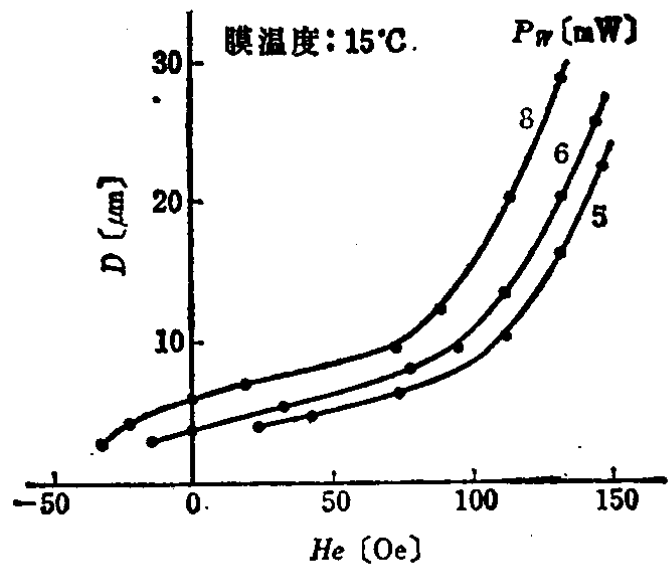


图5.26 外部磁场与位点直径*

§ 5-6 其他存储器

一、磁性薄膜存储器

1955年布劳依斯 (Blois) 利用真空镀膜法研制了厚度约 $10^3 \sim 10^4 \text{ \AA}$ 的坡莫合金薄膜, 并对磁化强度的翻转特性进行了研究,

* 与图5.24的注相同。

心相同，所以在其易磁化轴方向上正负磁化状态就与“0”和“1”相对应。而在难磁化轴方向上的磁化特性没有磁滞性能，因此如果利用这一点，就可实现非破坏读出。薄膜存储器的工作情况与铁氧体磁心相同，利用磁化强度翻转时的磁通变化在读出线上产生感应输出电压。薄膜存储器元件的形状有平面形 (flat film)、圆柱形 (cylindrical film) 和结合膜构造等。

平面形薄膜存储器是在玻璃基板上镀有 $n \times n$ 个 $1 \sim 几 mm^2$ 大小的坡莫合金薄膜 (膜厚约 2000 \AA)，紧贴在基板上布有字线、位线和读出线 (将基板夹在当中)，其结构如图 5.29 所示。

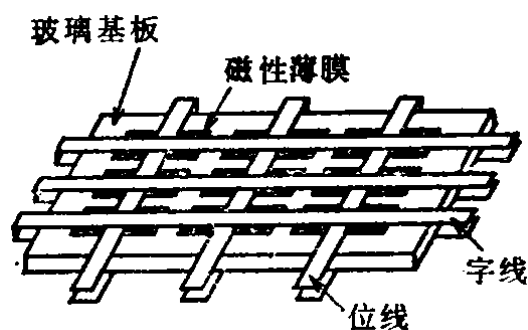


图5.29 平面形磁性薄膜存储器板的基本构成

圆柱形薄膜存储元件 (又称磁环线存储器) 是在金属细线上镀以一层坡莫合金薄膜，它与平面形薄膜相比，由于磁路是闭合的，所以去磁磁场就不存在，因此只要较小的驱动电流即可。另外，由于它依靠电镀的方法，所以膜较厚，输出电压也较大。驱动方法采用平行

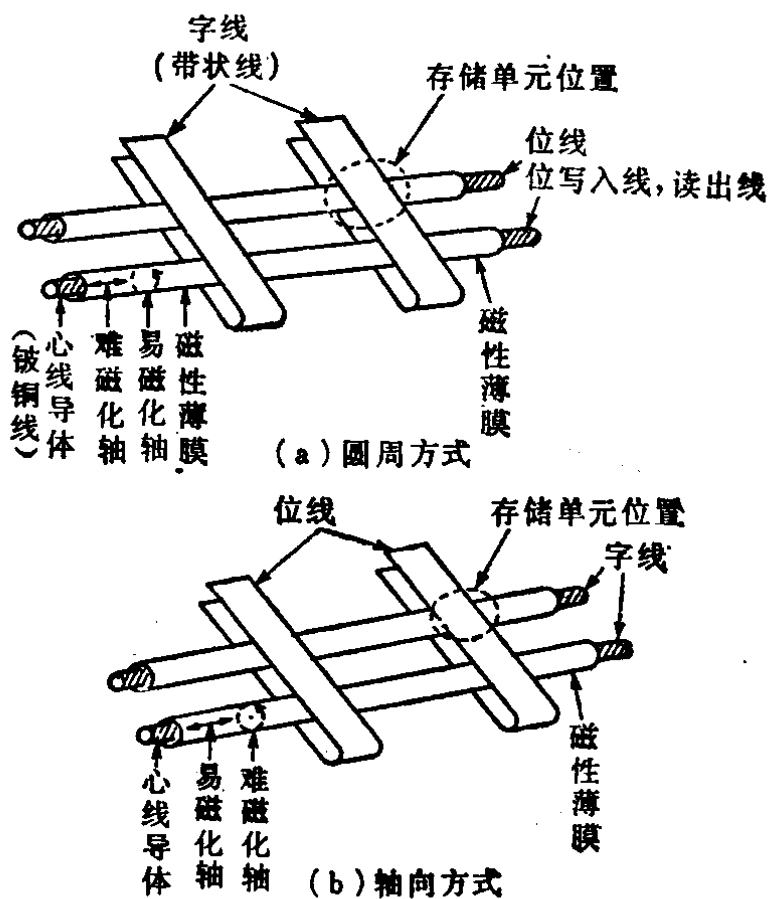


图5.30 磁环线存储器*

* 与图5.28的注相同。

驱动也行,但基本上是采用垂直驱动,将心线作为一根驱动线,而另一根驱动线则与平行排列的存储器磁环线相交并将它们包围起来。图 5.30 即为它们的示意图,其中图 (a) 是膜的易磁化轴处于磁环线的圆周方向,这称为圆周方式,而图 (b) 是膜的易磁化轴处于磁环线的轴向,这称为轴向方式。以圆周方式为例,在直径为 $125\mu\text{m}$ 的铍铜线上镀有一层厚度为 $1\sim 5\mu\text{m}$ 左右的坡莫合金膜,并使其圆周方向为易磁化轴,这样其心线就是位线,根据心线中所流过的脉冲电流的方向,在圆周方向的磁化就存在两个互相相反的状态,这两个状态就可以分别与“0”和“1”相对应。

二、超导存储器

1. 超导 1911 年卡梅林·奥内斯 (K. Onnes) 发现在绝对温度 4.2K 时水银电阻突然变为零,这个现象就叫做超导现象 (superconductivity)。另外,1933 年梅依斯纳 (Meissner) 等人发现在临界温度 T_c 以下,超导体内部的磁通密度变为零。对于超导的理论上的解释是库珀等人在 1957 年完成的,他们阐明了在电子—声子的相互作用下发生电子对凝缩,从而所有的电子都降落到最低能量状态,出现量子力学运动,变成超导状态。

超导体根据其磁化特性可分为第一类和第二类两种。第二类超导体由于其临界磁场非常大,所以有可能成为超导磁体。1962 年约瑟夫逊 (B. D. Josephson) 曾预言一种约瑟夫逊效应。这个效应是指在超导体之间若夹进去一层厚度约数十 \AA 的绝缘膜而形成结,就会发生超导电子对 (库珀对) 的隧道效应。图 5.31 所示为 SIS 形 (S: 超导, I: 绝缘物) 约瑟夫逊结的电流电压特性和开关动作。如外部有磁场作用,则沿负载曲线从零电压状态以非常高的速度 (数 ps) 转换为电压状态 (图 5.31 中 “ON” \rightarrow “OFF”)。利用这个特性就有可能从半导体元件发展得到更高速和低功耗的元件,目前正积极从事这方面的研究和技术开发工作*。

* 電気学会クライオエレクトロニクス常置専門委員会編, ジョセフソン効果〈基礎と応用〉, コナ社, 1978。

2. 冷子管 所谓冷子管是一种超导开关元件，它是利用磁场来控制其开或关，目前应用十分广泛，而且种类也很多。图5.32表示 Pb 和 Sn 临界温度及所加磁场的关系曲线，由于该曲线的内侧成为超导状态，所以若保持温度 T_1 不变，在磁场为零或 H_1 时，就会出现 Sn 的电阻变为零或变为很大这两种状态。

1956 年，巴克 (D. Buck) 提出了一种应用超导的开关元件“线绕冷子管”(图 5.33 (a)) 的方案。当线圈中的电流 I_c 较小时，圆柱为超导状态，即电阻为零。而 I_c 一增大，则 I_c 所产生的磁场就使圆柱转换为常电导状态，就有了电阻。这个电阻的变化就对应于开关的 ON 和 OFF 状态，并控制 I_g 的大小。

由于薄膜的开关时间比整块圆柱体的开关时间要短，所以在 1959 年左右又出现了“薄膜冷子管”(图 5.33 (b) (c))*。

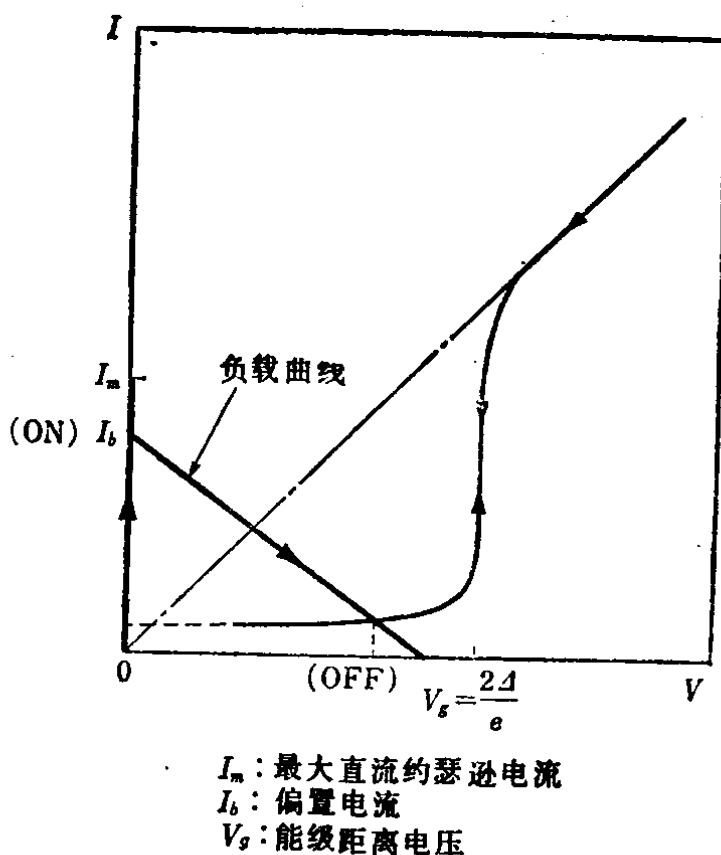


图5.31 隧道形约瑟夫逊结的电流 (I)
— 电压 (V) 特性和开关动作

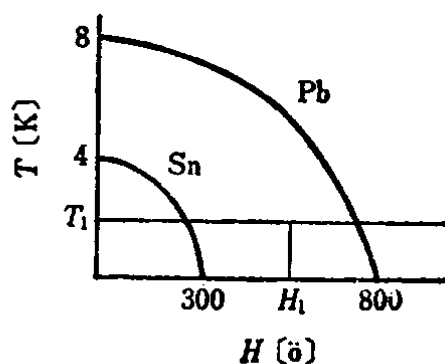


图5.32 冷子管

* V. L. Newhouse, J. W. Bremer and H. H. Edwards; Proc. IRE, 48, 1395-1404(1960).

薄膜冷子管原理上与线绕冷子管相同。交叉型薄膜冷子管的动作取决于 I_c 的方向是非对称性的。

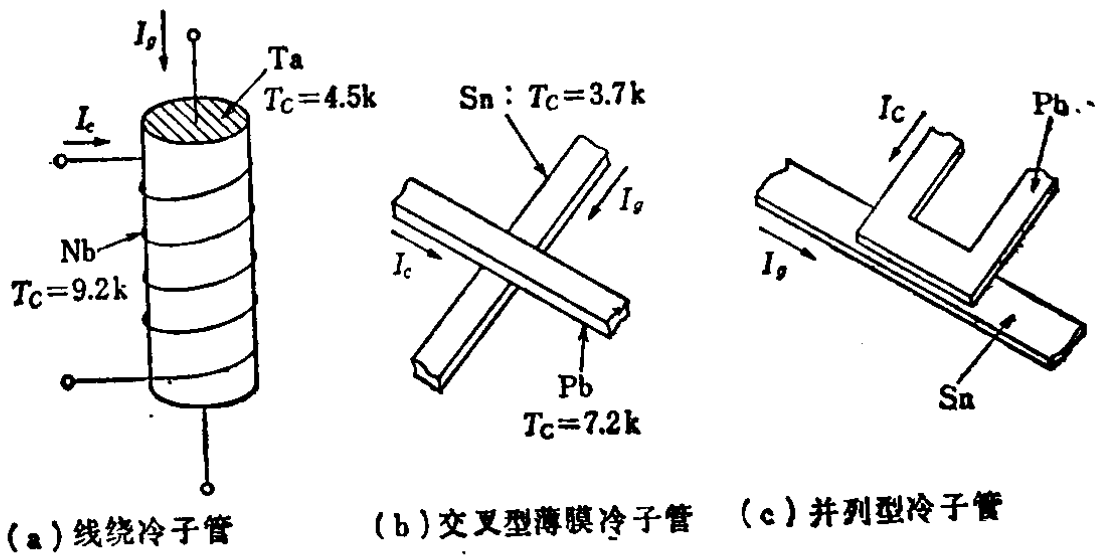


图 5.33 各种冷子管

3. 约瑟夫逊存储器

(1) 永久电流形存储器*图 5.34 所示为这种存储器一个存储单元的构成和动作情况。在由超导体所构成的回路中，永久电

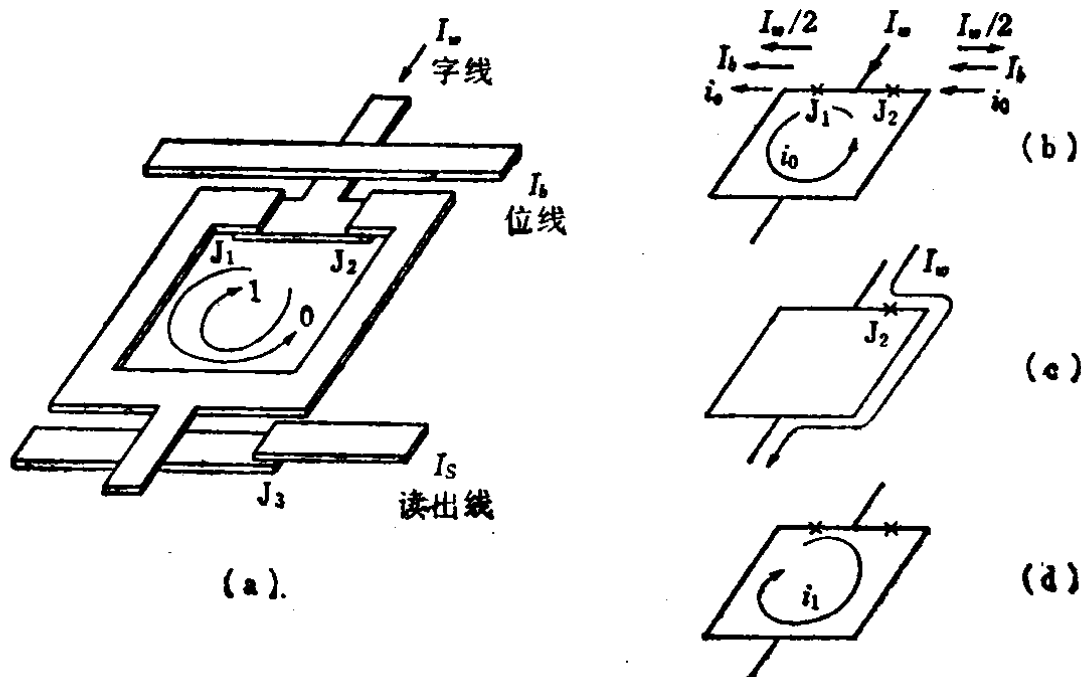


图5.34 永久电流形存储器一个存储单元的构成 (a) 及动作 (b)~(d)

* 1) W. Anacker; IEEE Trans. Mag., Mag-5, 968(1969).
2) Richard E. Matik; Computer Storage Systems and Technology (John Wiley & Sons, 1977).

流的顺时针方向流动或反时针方向流动就分别表示二进制信息的“0”和“1”。

在闭合回路中有两个约瑟夫逊结 J_1 和 J_2 ，利用它进行写入，另有第三个结 J_3 ，利用它进行非破坏性读出。若一开始就已经写入“0”的情况下，再要继续写入“1”时，具体的方法如下：在字线和位线中分别同时使其流过图 5.34(b) 所示方向的电流 I_w 和 I_b ， I_w 在进入闭合回路时左右分流，分别为 $I_w/2$ 。在 J_1 结处最大的直流约瑟夫逊电流值小于 $(I_w/2 + i_0)$ 的电流值，因此在 I_b 所产生的磁场作用下翻转为电压状态（图 5.31 中“ON”→“OFF”）。而在 J_2 结处由于 $I_w/2$ 与 I_b 的方向相反，所以保持零电压状态。这样一来 I_w 仅仅流过 J_2 结（图 5.34(c)）。一旦切断 I_w ， J_1 结也恢复为零电压状态，这时在闭合回路中就产生一个顺时针方向的永久电流流过，以维持闭合回路中的磁通，信息“1”就被写入。若要写入“0”时，只要使电流 I_b 反向即可。

读出是通过读出线，使其中流过图中所示的电流 I_r 来进行。若写入的是“1”信号，由于 I_r 所产生的磁场的作用，使最大的直流的约瑟夫逊电流值小于 i_1 ，所以 J_3 结处于电压状态，从而在外部得到电压信号。若写入的是“0”信号，则闭合回路中电流的流向与“1”时相反，所以 J_3 结保持零电压状态，电压就不产生。

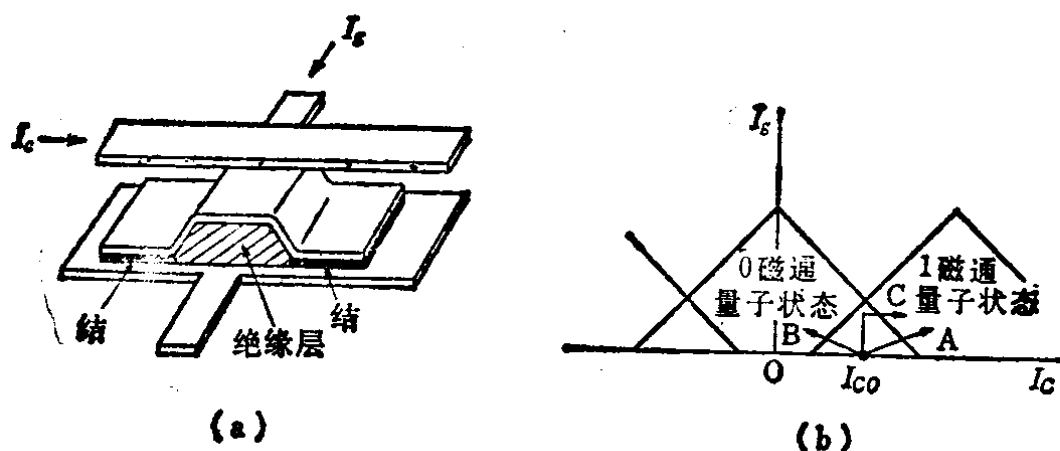


图5.35 单一磁通量子形存储器存储单元的构成(a)及 I_s-I_c 阈值特性和动作(b)

(2) 单一磁通量子存储器* 图 5.35 中所示是该存储器一个存储单元的构成及阈值特性和动作。在由两个约瑟夫逊结组成的闭合回路中, 出现一个量子磁通 $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15} \text{Wb}$ 时对应于 2 进制信息的“1”, 不出现时对应于“0”。在图 5.35(b) 所示的三角形范围内, 分别存在稳定的 0 量子磁通状态和 1 量子磁通状态, 而在重叠的区域可属于两种状态中的任何一种。写入“1”时, 沿路径 A 进行, 而写入“0”时, 沿路径 B 进行。写入后即使写入电流消失状态仍然保存。读出沿路径 C 进行, 这种存储器是破坏读出。

最近 IBM 发表了一项计划**, 准备用上述的超导存储器构成 250MIPS (megainstruction per second) 的大型计算机。它比目前的数十 MIPS 的大型计算机要快一个数量级。整个装置包括冷却设备在内为 $80 \times 140 \times 120 \text{cm}$ 。可以认为超导计算机已接近实用化。

练 习 题

〔1〕 为什么铁氧体磁心存储器的环状磁心外径逐渐变小? 试述这样所带来的优点和缺点。

〔2〕 绘图说明在放射线检测装置这一类脉冲波峰分析设备中所使用的 3D 方式铁氧体磁心体。设波峰为 1~16 mV 有 16 种, 当 24 个脉冲分别被放在相应的地址之后, 就停止存储功能而转入显示功能。

〔3〕 试列出在磁带记录中高密度记录所必须的条件。

〔4〕 试述磁鼓和磁盘的优缺点。

〔5〕 试比较磁光存储器所使用材料的优缺点。

参 考 文 献

- 1) 别所: 記憶装置 I, II. 共立出版 (1969)
- 2) 桜井: 最近の磁気メモリ, エレクトロニクス, 11 卷, p. 905, (1966)
- 3) S. Middelhoek, et al.: Physics of Computer Memory Devices, Academic Press

* P. Gueret, Th. O. Mohr and P. Wolf: IEEE Trans. Magn., Mag-13, 52(1977).

** W. Anaoker: IEEE Spectrum May (1979).

(1976)

- 4) R. Matick: Computer Storage Systems & Technology, John Wiley & Sons (1977)
- 5) 小西ら: フェライト・エレクトロニクス, 日刊工業 (1972)
- 6) 横井ら編: ニューセラミックス, 日刊工業 (1977)
- 7) 松本: 磁気記録, 共立出版 (1977)
- 8) 横井, 小笠原: 光・マイクロ波磁気工学 (磁気工学講座 第7巻), 丸善 (1976)
- 9) 横井編: 磁性薄膜工学 (同上 第5巻), 丸善 (1977)
- 10) 横井: 磁気応用回路, 日刊工業 (1973)
- 11) 電気学会クライオエレクトロニクス常置専門委員会編: ジョセフソン効果〈基礎と応用〉, コロナ社 (1978)
- 12) 小西, 辻: エレクトロセラミックスの基礎と応用, オーム社 (1978)
- 13) 中村: クライオエレクトロニクス入門, オーム社 (1980)

第六章 磁 泡

磁泡作为一种高记忆密度的存储器最近有了迅速的发展，其中有的部分已进入实用阶段。本章首先说明磁泡到底是一种什么器件，然后从磁场能量的观点说明磁泡的圆形磁畴能稳定存在的理由和条件，进而就适合于磁泡畴的材料，主要是正铁氧体和磁性石榴石加以说明，并谈到它的制备方法及其形成垂直磁各向异性的原因。在§6-4中，就磁泡畴壁的动力学加以分析，然后叙述了偏离磁场梯度方向而移动的硬泡，以及由它所引起的传输错误和降低传输速度的现象，并分析其原因这是由于布洛赫线所致。最后概略地介绍了磁泡发生器、传输回路、门回路、主次环方式等磁泡回路及其应用。

§6-1 何谓磁泡

首先简要说明一下所谓磁泡是一种什么器件，它有什么用处。磁泡 (magnetic bubble) 是由美国贝尔研究所的 A. H. 博贝克 (Bobeck) 在 1967 年发明的^{*}，结构示意图如图 6.1 所示。图中的磁性薄膜采用正铁氧体或石榴石等材料，沿着垂直于膜面的方向 (c 轴) 对薄膜进行磁化，就可得到所谓垂直磁化 (perpendicular magnetized) 膜。如果在垂直于膜面的方向上加以适当的偏置磁场，就可在薄膜中产生一些磁化方向与周围相反的圆柱形的磁畴。由于这些材料是透明的，所以可以利用法拉弟效应用偏光显微镜来观察这些磁畴。这些磁畴将随着在垂直方向所加的偏置磁

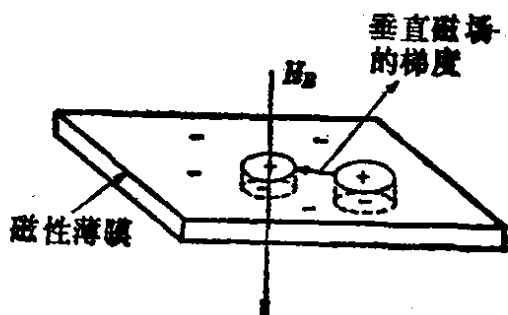


图6.1 磁泡

^{*} A. H. Bobeck; Bell System Tech. J., Vol. 46, P. 1901(1967).

场 H_z 的逐渐增加, 其直径渐渐变小, 到某一个程度突然破灭, 磁化方向变得与周围完全相同。这种情况与气泡 (bubble) 很相似, 所以称之为磁泡。这项发明之所以受到世界上的注目, 其原因在于能够在薄膜中产生大量的磁泡, 而每一个磁泡可以存放 1 bit 的信息, 这样就可组成大容量的存储装置或逻辑回路。另外, 如果从外部沿膜面垂直方向加以垂直磁场梯度, 如图 6.2 所示, 这时磁泡就会沿着磁场梯度相反的方向移动。最初发明磁泡的时候用的是正铁氧体材料, 磁泡的直径也比较大, 在 $30\mu\text{m}$ 以上, 因此用偏光显微镜可以很方便地观察到磁泡, 引起了人们极大的兴趣。后来发现了石榴石薄膜作为磁泡材料很适宜, 磁泡的直径也可以从 $6\mu\text{m}$ 减小到 $2\mu\text{m}$ 左右, 最近还正在研究 $1\mu\text{m}$ 以下的磁泡。另外还开始注意到采用非晶磁性材料。在应用方面, 日本电信电话公司首先将它作为电子交换机的存储器来使用获得成功, 它的应用范围正越来越广泛。

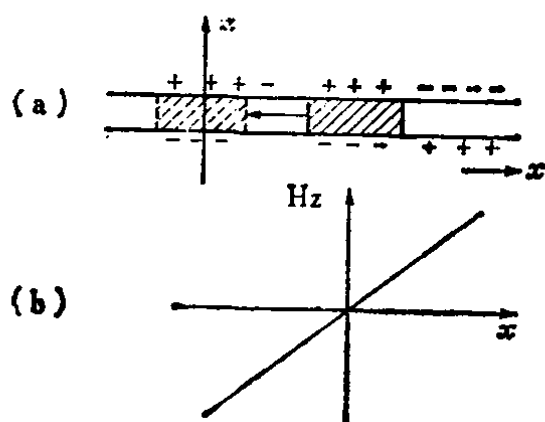


图6.2 磁场梯度引起磁场的移动

§ 6-2 磁泡的稳定性

下面研究一下, 为什么在磁性薄膜中会产生像磁泡那种圆柱形的垂直磁化的磁畴? 这个问题就是说为什么在薄膜中是垂直磁化? 为什么会产生圆柱形的磁畴?

一、垂直磁化膜的条件

由于对薄膜进行垂直磁化, 会使退磁场变大, 所以通常磁化强度是向着面内。为了产生垂直磁化, 必须使易磁化轴处于垂直方向。也就是说, 如果设在膜面垂直方向各向异性磁场为 H_k , 饱和磁化强度为 $4\pi M_s$ 的话, 必须要满足下面的关系

$$H_k \geq 4\pi M_s, \quad (6.1)$$

令 $H_k/4\pi M_s = Q$ ，叫做 Q 因子。显然，如果 $Q < 1$ ，就不能生成垂直磁化膜。通常 Q 在 5 以上较好。若设 K_u 为各向异性常数，则

$$H_K = \frac{2 K_u}{M_s} \tag{6.2}$$

所以，式 (6.1) 可表示为下列形式

$$\frac{K_u}{2\pi M_s^2} \geq 1 \tag{6.3}$$

K_u 和 $4\pi M_s$ 的数值示于表 6.1 中。根据这些数值可知，即使取 Q 为 5 左右， $4\pi M_s$ 约为 100 Gs 左右。若以 $Y_3Fe_5O_{12}$ 石榴石为例，其 $4\pi M_s$ 为 1750Gs 左右，所以如用非磁性离子 Ga^{3+} 、 Al^{3+} 来代替磁性离子 Fe^{3+} ，而不减少 $4\pi M_s$ 的话，就不能形成垂直磁化膜。

表6.1 K_u 和 $4\pi M_s$ 的数值举例

材 料	K_u [erg/cm ³]	$4\pi M_s$ (G)
$Eu_1Er_2Ga_{0.7}Fe_{4.3}O_{12}$ (石榴石)	6.2×10^4	120~295
$Y_{1.24}Gd_{0.98}Yb_{0.75}Ga_{0.92}Fe_{4.08}O_{12}$	10^4	121

二、磁泡畴的能量

下面研究一下磁泡畴能稳定存在的条件，为说明这一条件需要用到磁泡畴所具有的磁能这一概念，所以首先分析一下磁能。在第二章中已经就磁能问题作了分析，这里再重复一下。

磁泡畴的磁能，如图 6.3 所示，可看成是由三部分组成，即表面上磁荷相互间的能量（记为 E_D ）、在外磁场中磁畴所具有的能量（记为 E_B ）和畴壁的能量（记为 E_w ）。因此，磁泡畴的能量 E_T 为

$$E_T = E_w + E_D + E_B \tag{6.4}$$

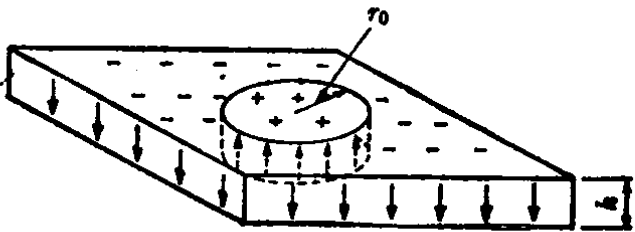


图6.3 磁泡畴

当这个 E_T 处于极小值的条件就是磁泡畴稳定的条件。下面分别对式 (6.4) 中的各项进行讨论。首先求 E_W 。假定有图 6.4 所示的那样无限大的平面畴壁, 在这样畴壁中的能量密度 e 可用下式表示

$$e = A \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 + K \sin^2 \theta + 2\pi M^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi \quad (6.5)$$

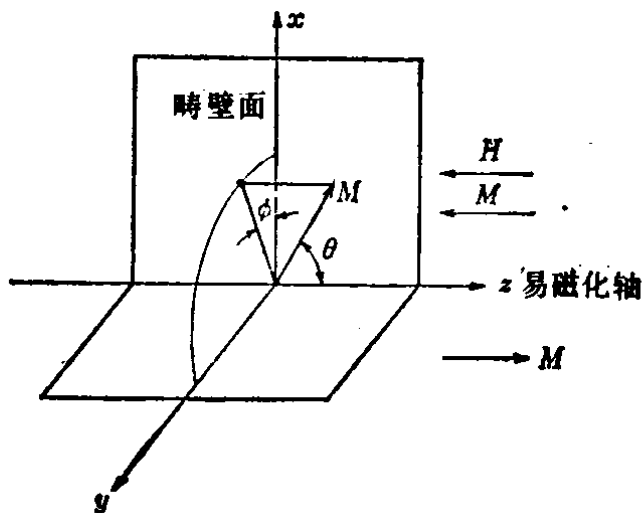


图6.4 磁化方向

式 (6.5) 中的第一项是交换能量, 第二项是各向异性能量, 第三项是与畴壁面倾斜进行磁化时的退磁场能量。因而, 从 y 轴方向来看畴壁的单位面积的能量为

$$\sigma_W = \int_{-\infty}^{\infty} e dy \quad (6.6)$$

将这个 σ_W 叫做畴壁能 (Wall energy)。对于图 6.3 所示的圆柱形磁畴来说, 畴壁的面积是 $2\pi r_0 h$, 所以 E_W 可用下式表示

$$E_W = 2\pi r_0 h \sigma_W \quad (6.7)$$

下面求式 (6.4) 中的 E_B 。如图 6.1 所示, 在外磁场 H_B 中若存在磁矩, 且其矢量的方向与 H_B 的方向相反时 (这种情况就产生磁泡), 磁泡畴的转矩为 $\pi r_0^2 M \cdot h$, 所以 E_B 可用下式表示

$$E_B = 2\pi r_0^2 M \cdot h H_B \quad (6.8)$$

E_D 的求导比较麻烦, 暂时放在后面来求。这样, 将式 (6.7) 和式 (6.8) 代入式 (6.4) 中, 可得

$$E_T = 2\pi r_0 h \sigma_W + E_D + 2\pi r_0^2 M \cdot h H_B \quad (6.9)$$

如果要求稳定的磁泡畴的半径, 只要使 $\partial E_T / \partial r_0$ 为零即可。 $\partial E_T / \partial r_0$ 的表达式如下

$$\frac{\partial E_T}{\partial r_0} = 2\pi h \sigma_w - \left| \frac{\partial E_D}{\partial r_0} \right| + 4\pi r_0 h M_s H_B \quad (6.10)$$

式中，仅仅右边第二项在绝对值前面加了一个负号，这是因为式(6.9)中第一项和第三项是随 r_0 的增加而增加，而第二项的函数却是随 r_0 的增加而减少（见后面的说明）。

从式(6.10)的第三项可以看出，如果等式两边用 $4\pi r_0 h M_s$ 去除，则成为磁场强度的量纲，用下式表示

$$\frac{\partial E_T / \partial r_0}{4\pi r_0 h M_s} = \frac{\sigma_w}{2r_0 M_s} - \frac{|\partial E_D / \partial r_0|}{4\pi r_0 h M_s} + H_B \quad (6.11)$$

上式右边第二项也是磁场强度的量纲，所以只要设法求出由于膜表面的磁荷而产生的退磁磁场强度 H_D 即可。 H_D 的求法如下所述。如图6.5所示，为了求出①这个磁泡畴壁部分的 P 点处退磁磁场强度的 z 分量，假设一个与①形状相同的圆柱形②，并与①相切。

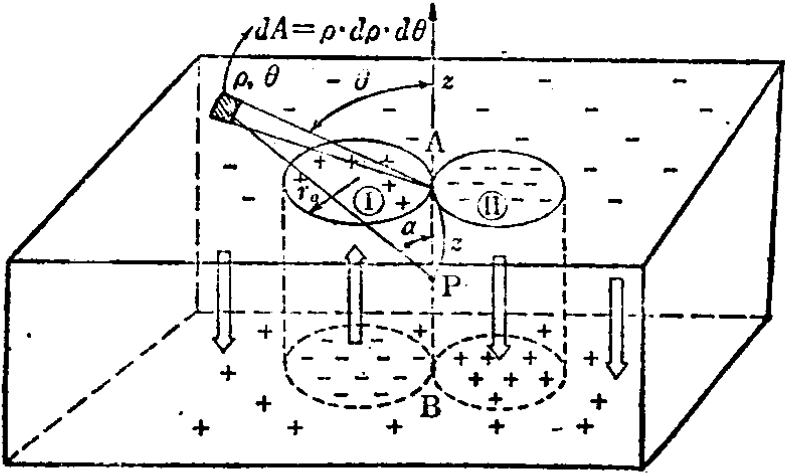


图6.5 磁泡畴壁退磁磁场强度的求导方法

在切线 AB 上任意一点的磁场强度由于①和②的表面磁荷而抵消，所以为了求出 P 点的磁场强度的 z 分量 H_z ，只要求出由①②两个圆柱形以外部分的磁荷所产生的磁场强度即可。因此 P 点的 H_z 可用下式表示

$$H_z = \underbrace{\int \frac{M_s \cos \alpha}{r^2} dA}_{\text{I, II 圆柱形以外的 } dA} = 8M_s \int_0^{\pi/2} \int_{2r_0 \sin \theta}^{\infty} \frac{\rho z d\rho d\theta}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}} \quad (6.12)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} r^2 &= \rho^2 + z^2 \\ dA &= \rho d\rho d\theta \\ \cos \alpha &= \frac{z}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \end{aligned} \right\} \quad (6.13)$$

H_z 在 z 方向上的平均值 \hat{H}_z 等于

$$\hat{H}_z = \frac{1}{h} \int_0^h H_z dz = 8M_s \sqrt{1 + \frac{4r_0^2}{h^2}} E\left(k, \frac{\pi}{2}\right) - \frac{16r_0M_s}{h} \tag{6.14}$$

式中 $k = 1/\sqrt{1 + h^2/4r_0^2}$ ，而 $E\left(k, \frac{\pi}{2}\right)$ 是第二类全椭圆

积分， \hat{H}_z 就相当于 H_D 。

在图 6.6 中用曲线表示了式 (6.14) 的关系。可以看出，随着 r_0 的增加 H_D 将减少。因此可以得出这样的结果，即 E_W 、 E_B 以及 H_W 、 H_B 将随 r_0 变小而降低，所以若使 r_0 变小，反过来 H_D 就变大。

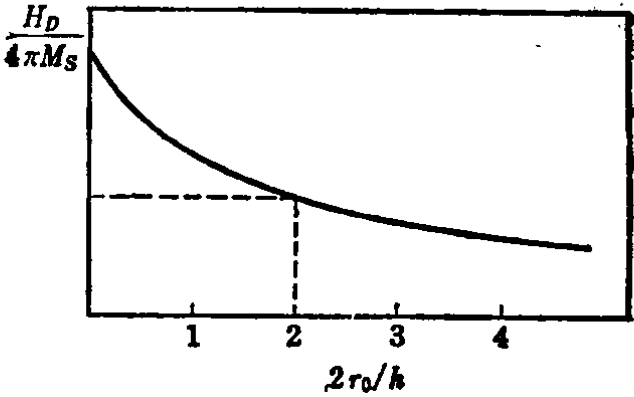


图6.6 $2r_0/h$ 和 $H_D/4\pi M_s$ 的关系

三、磁泡畴的稳定性

半径为 r_0 的圆柱形磁泡畴的稳定性条件为式 (6.11) 等于

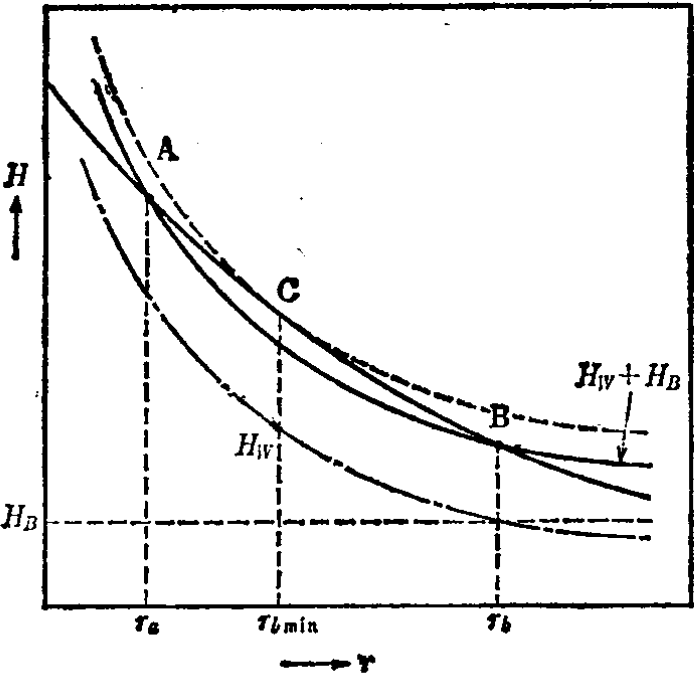


图6.7 磁泡畴的稳定性和半径的关系

零。即若令

$$\frac{\sigma_w}{2r_0 M_s} \triangleq H_w \left| \frac{\partial E_D / \partial r_0}{4\pi M_s h r_0} \right| \triangleq H_D \quad (6.15)$$

则稳定条件为

$$H_w + H_B = H_D \quad (6.16)$$

若以半径 r 为变量, 可画出相应的 H_w 、 H_B 、 H_D 的曲线, 如图 6.7 所示。假定 σ_w 与半径无关, 则 H_w 将与 r 成反比, 如图所示的曲线。根据式 (6.11) 可知, 在图 6.7 中 $H_w + H_B$ 曲线与 H_D 曲线的交点 A 和 B 所对应的半径 r_a 和 r_b 是磁泡畴可以存在的半径。但是其中的 A 点是不稳定的, 所以磁泡畴并不存在, 其原因是只要 r_0 稍微比 r_a 小一点, 立刻就使 $H_w + H_B - H_D > 0$, 就要使得 r_0 越来越小; 反过来, 只要 r_0 稍微比 r_a 大一点, 立刻就使 r_0 变得越来越大。根据同样的方法可以判断出 r_b 是稳定的, 因此磁泡畴的半径为这个数值。

若增加 H_B , 如图所示 $H_w + H_B$ 曲线与 H_D 曲线可能在 C 点相切, 这一点对应的半径 r_{\min} 是磁泡畴半径的最小值。如果再稍微增加一点 H_B , 则磁泡就会突然破灭而完全消失。这时的 H_B 值称为磁泡畴的破灭磁场 (collapse field)。

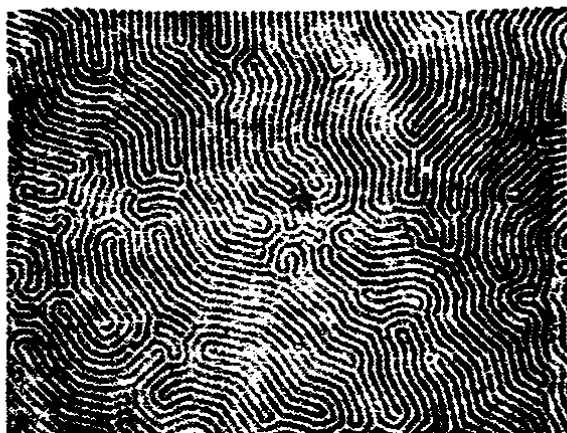


图 6.8 条状磁畴

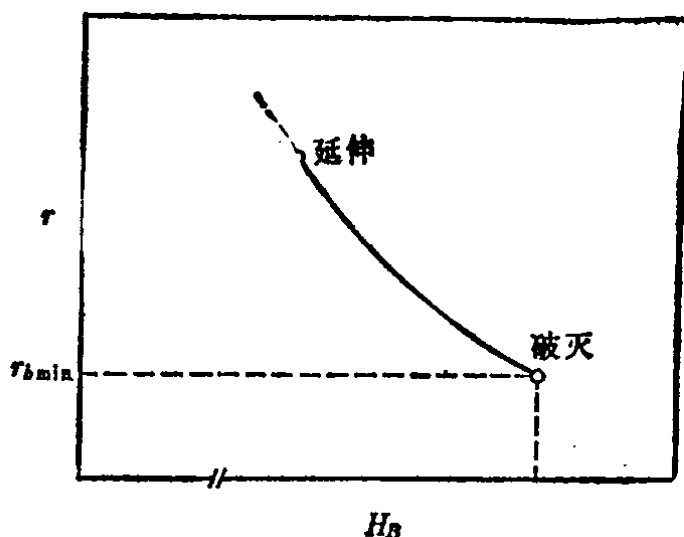


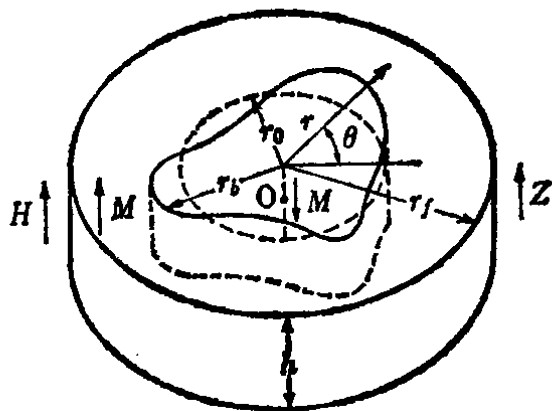
图 6.9 磁泡畴在偏置磁场作用下延伸与破灭之间的区域

反之若减少 H_B , 交点 B 就不存在, 这时磁畴已经不是圆柱形, 而成为如图 6.8 所示的那样曲折的条状磁畴。将这种磁畴称为条状磁畴 (stripe domain 或 strip domain), 而从磁泡畴变为条状磁畴的现象称为延伸 (runout)。根据图 6.7 中作图的结果, 可以得到 H_B 发生变化时相应的 r 的变化, 将这种变化关系示于图 6.9 中。

四、详细的磁泡畴静特性

在三中已经叙述了磁泡畴的稳定性以及计算稳定半径的方法, 但是对于为什么磁泡畴是圆形, 磁性体的特性及膜厚有些什么关系等一些有关磁泡畴的工作所必须了解的性质还不很清楚。对此, 美国贝尔研究所的 A. A. 西尔 (Thiele) 等人在 1969 年到 1971 年间对静特性进行了详细的研究, 说明了上述的一些关系, 这里简要地叙述如下。大家已经知道, 磁泡畴的断面基本上完全是圆形, 所以如果要仔细研究磁泡形状的稳定性的话, 只要看当磁泡形状稍微从圆形变形之后, 这个变形是逐渐会消失呢? 还是变形越来越厉害, 根据这一结果就可进行判断。

现在假设如图 6.10 所示, 磁泡畴稍微从圆形发生了一些畸变。这时, 式 (6.5) 的总能量的变化量 ΔE_T 如果是增加的话, 图 6.10 磁泡畴的圆形发生变形就可说明圆形是稳定的。为此, 首先用式 (6.17) 的形式来表示一个任意的磁泡畴的断面。



$$r_s(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} r_n \cos \left\{ n(\theta - \theta_n) \right\} \quad (6.17)$$

只有当 $n = 0$ 时才是一个标准的圆形。先假设圆形磁泡半径 r_0 变形为 $r_s(\theta)$, 这样磁泡半径就是 θ 的函数。 $r_s(\theta)$ 可以用 θ 为变量的富里哀级数来表示如下

$$r_b(\theta) = r_0 + \Delta r_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \Delta r_n \cos \left\{ n(\theta - \theta_n - \Delta \theta_n) \right\} \quad (6.18)$$

Δr_0 是圆的半径的增量, $\Delta r_1, \Delta r_2 \dots$ 是富里哀级数各高次谐波分量的振幅, $\Delta \theta_1, \Delta \theta_2$ 是相位变化量。产生这样变化时的 E_T 的微分 ΔE_T , 若忽略三次分量以上的各项, 可用下式表示

$$\begin{aligned} \Delta E_T \doteq & \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left(\frac{\partial E_T}{\partial r_n} \right)_0 \Delta r_n + \left(\frac{\partial E_T}{\partial \theta_n} \right)_0 \Delta \theta_n \right\} \\ & + \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \left(\frac{\partial^2 E_T}{\partial r_n \partial r_m} \right)_0 \Delta r_n \Delta r_m \right. \\ & \left. + 2 \left(\frac{\partial^2 E_T}{\partial r_n \partial \theta_m} \right)_0 \Delta r_n \Delta \theta_m + \left(\frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta_n \partial \theta_m} \right)_0 \Delta \theta_n \Delta \theta_m \right\} \end{aligned} \quad (6.19)$$

求出式 (6.4) 的各项, 并代入式 (6.19) 中, 由于 $\frac{\partial E_T}{\partial r_n} = 0$ 、 $\frac{\partial^2 E_T}{\partial r_n^2} > 0$, 因此只要对 n 次高次谐波形变进行稳定判别就可以了。但是这个判别过程相当复杂, 所以这里省略, 仅仅将圆形磁泡稳定存在的条件用式 (6.20)~式 (6.22) 表示。详细内容请参照有关文献^{***}。

$$\begin{cases} \frac{l}{h} + \frac{d}{h} \cdot \frac{H}{4\pi M} = F\left(\frac{d}{h}\right) \end{cases} \quad (6.20)$$

$$\begin{cases} \frac{l}{h} < S_0\left(\frac{d}{h}\right) \end{cases} \quad (6.21)$$

$$\begin{cases} \frac{l}{h} > S_2\left(\frac{d}{h}\right) \end{cases} \quad (6.22)$$

式中 h 是膜厚; d 是磁泡直径; l 叫做特征长度 (characteristic length)。它是表示磁泡材料性质的一个重要的量, 可用

* A. A. Thiele, Bell Syst. Tech. J., Vol. 48, P. 3287(1969)。

** A. A. Thiele, et all., Bell Syst. Tech. J., Vol. 50, P. 711 (1971)。

式 (6.23) 表示

$$l \triangleq \frac{\sigma_w}{4\pi M_s^2} = \frac{\sqrt{AK_u}}{\pi M_s^2} \quad (6.23)$$

式中 A 是交换常数。

$F(d/h)$ 叫做力函数 (force function), $S_0(d/h)$ 、 $S_2(d/h)$ 叫做稳定函数 (stability function), 它们都是 d/h 的函数, 分别示于图 6.11 中。

式 (6.20) 与通常作为 E_T 极小条件的等式 $(\partial E_T / \partial r_0)_0 = 0$ 相当, 而式 (6.21) 和式 (6.22) 与 $(\partial^2 E_T / \partial r_0^2) > 0$ 的条件相当。

若将式 (6.20) 写成下面的形式

$$y = \frac{l}{h} + \frac{d}{h} \cdot \frac{H}{4\pi M} \quad y = F\left(\frac{d}{h}\right) \quad (6.24)$$

则前一个式子是一个表示 d/h 与 y 的关系的直线方程式, 其斜率为 $H/4\pi M$, 当 $d/h = 0$ 时, $y = l/h$ 。这条直线和式 (6.24) 的第二个式子 (即 F 曲线) 的交点是满足式 (6.20) 的点。也就是说, 在图 6.11 中从纵轴上 l/h 处开始以 $H/4\pi M$ 的斜率引一条直线 WS , 这条直线和 $F(d/h)$ 曲线的交点 U 和 S 是满足式 (6.20)

的点。为了判别哪一点是稳定的, 必须用式 (6.21) 和

式 (6.22)。首先来研究一下 U 点。从纵轴上 l/h 的点 W 处引一条与横轴平行的直线 WR' , 这相当于式 (6.21) 左边的 l/h 。然后从 U 向下作一条与横轴垂直的直线, 如该直线与 WR' 的交

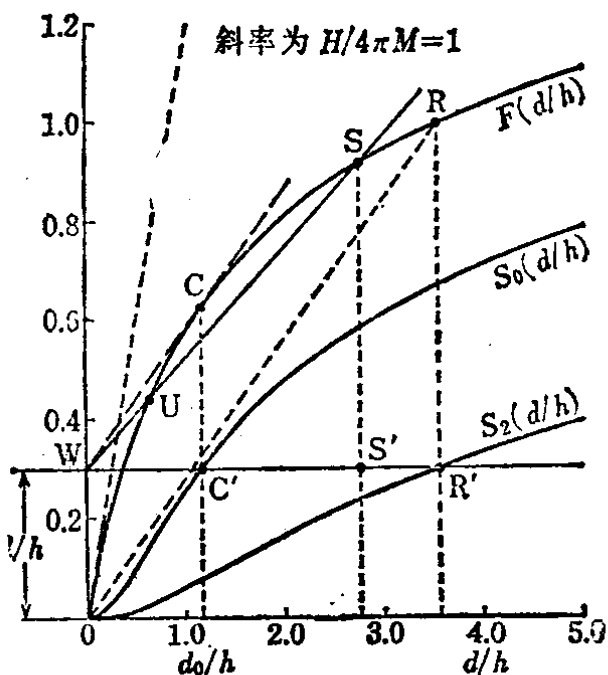


图 6.11 $F(d/h)$ 、 $S_0(d/h)$ 、 $S_2(d/h)$ 和稳定半径的计算方法

点在 S_0 的下面, 则满足式 (6.21) 的条件。这里的 U 点, 由于交点在 S_0 的上面, 所以不满足式 (6.21) 的条件, 因此与 U 点相应的磁泡畴是不稳定的。用同样的方法来观察一下 S 点的稳定性, S' 点处于 S_0 曲线的下方, 所以式 (6.21) 满足, 而 S' 点还处于 S_2 曲线的上方, 所以式 (6.22) 也满足。因此 S 点就决定了稳定的磁泡半径。

下面来分析一下当垂直磁场强度 H 发生变化时磁泡直径的变化范围。因为一增加 H , 斜率 $H/4\pi M$ 就增加, S 点就逐渐向左移动, 由此可知磁泡直径就变小。逐渐增大 H , 直至从 W 引的直线与 F 曲线在 C 点相切为止, 这部分是磁泡稳定存在的范围。如果再增大 H , 磁泡将破灭。所以 C 点相应的磁场是破灭磁场。

反之如果减小 H , 则 S 点向右移动, 磁泡的直径将逐渐变大。通过 WS' 直线与 S_2 曲线的交点 R' , 引一条与横轴垂直的直线与 F 曲线交于 R 点, 由于 R' 点是满足式 (6.22) 条件的边界点, 所以 F 曲线上的 R 点稍微向右一移动, 作为磁泡已经不存在了, 已经变成了条状磁畴 (延伸)。把与 C 点相应的磁泡直径 d_0 称为破灭直径, 而把与 R 点相应的磁泡直径 d_2 称为延伸直径。在图 6.11 中, 若改变 l/h , 即将 W 点上下移动, 可求出相应的 d_0/h 和 d_2/h , 图 6.12 所示即为它们之间的关系。下面将要提到, 将磁泡畴用作记忆装置时, 磁泡的直径越小记忆容量越大。所以有必要选择磁泡直径较小时的 h/l

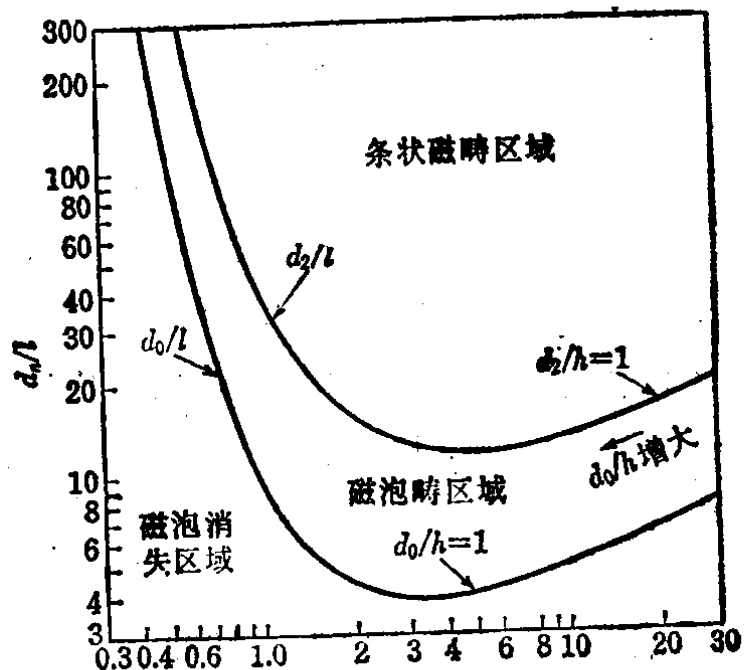


图 6.12 h/l 和 d_n/l 的关系

的数值。从图中可知, 在 h/l 为 3~4 范围内 d_0/h 和 d_2/h 都为

最小, 所以 h/l 取这个数值范围较好。通常磁泡直径按下列关系计算

$$d = \sqrt{d_0 d_2} \quad (6.25)$$

西尔认为下列的数值比较好

$$h = 4l \quad d = 8l = \frac{8\sqrt{AK_s}}{\pi M_s} \quad (6.26)$$

另外, 根据图 6.11 虽然可以求出破灭磁场 H_0 及相应的直径 d_0 , 但是当 $h/l \approx 4$ 附近时, 用卡伦(Callen)和约瑟夫斯(Josephs)的式(6.27)近似公式*会更加方便, 即

$$H_0 \approx 4\pi M_s \left(1 - \sqrt{\frac{3l}{h}} + \frac{3l}{4h} \right) \quad (6.27)$$

$$d_0 \approx \frac{2h}{\sqrt{\frac{3l}{h}} - \frac{3}{2}} \quad (6.28)$$

除此以外, 图 6.11 的曲线还可用于确定偏置磁场的范围、特性的测定等, 这些应用将在后面叙述。

§ 6-3 磁泡材料及其制备

一、磁泡材料的发展

1967 年博贝克最初发表的磁泡材料是正铁氧体。正铁氧体是具有分子式为 $R\text{FeO}_3$ 的寄生铁磁性材料, R 是代表 Y (钇)、Sm (钐) 或 Gd (钆) 等稀土类元素。正铁氧体是从 1950 年左右开始研究的, 到 1959 年贝尔研究所的舍伍德 (Sherwood)、雷麦卡 (Remeika) 和威廉斯 (Williams) 等人在 YFeO_3 (钇正铁氧体) 的薄片观察到圆柱形磁畴。将正铁氧体在某一特定方向生成单晶, 并研磨成 $30\mu\text{m}$ 左右的薄片, 这薄片由于透明, 就可根据法拉弟效应用偏光显微镜很容易地对磁畴进行观察。正铁氧体中磁泡畴的直径有 $100\mu\text{m}$, 所以用来作为存储装置时, 信息 (二进制位数) 密度难以做得很高。在 1970 年博贝克提出了用包含两种以上稀土元素的石榴石 (garnet), 产生单轴各向异

* H. Callen, R. M. Josephs, JAP., Vol. 42, P. 1977(1971).

性，并用沿某个方向生成的薄膜产生了磁泡，并指出这作为磁泡材料是很合适的。磁性石榴石的分子式为 $R_3Fe_5O_{12}$ ，作为磁泡材料时，将 Fe 的一部分用其它的稀土类元素置换。详细情况见后面有关章节，它可以选择不同的组合构成许多种类，以便产生根据不同目的而需要有不同的特性的磁泡畴。另外它还有一个特点就是磁泡畴直径可以做到 $3\mu\text{m}$ 、 $2\mu\text{m}$ 甚至更小，所以对这种材料研究的进展很快。

磁性石榴石的膜也是透明的，所以和正铁氧体一样可以用偏光显微镜很方便地观察到磁畴。在 1973 年 IBM 的乔德哈利 (Chaudhari) 发表了一项成果*，他在玻璃板上用溅射法得到了 Gd-Co 非晶 (amorphous) 薄膜，这薄膜为垂直磁化膜，产生了磁泡畴。这种非晶薄膜能在玻璃等很普通的基板上大面积形成，而且磁泡畴直径较小。由于这些有发展前途的特点，所以这方面的研究也迅速开展起来，目前已有 GdFe、TbFe 等多种材料出现。

二、磁泡材料的性质

下面要谈到典型的磁泡材料，即正铁氧体和石榴石的一些基础性的问题，如组成、结晶构造、各向异性的原因和磁泡材料的特性等。

首先分析一下正铁氧体中的 $YFeO_3$ (钇正铁氧体) 的结晶和各向异性的原因。这个结晶是斜方晶系，其中产生 $4\pi M_s$ 的 Fe^{3+} 离子的位置和它的自旋方向如图 6.13 所示。从图中可以看出，各自旋的指向是与 b 轴的左右水平方向一致，而沿着 c 轴方向各自旋指向交替反向。因此 a 、 b 轴方

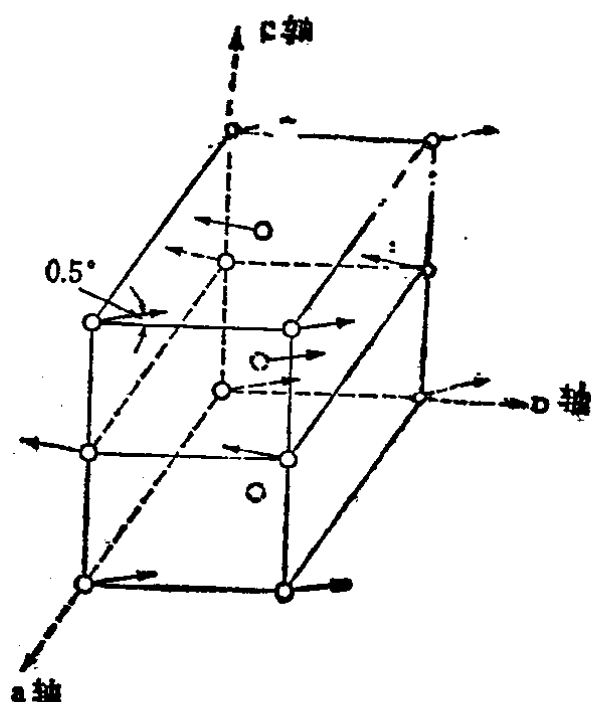


图6.13 正铁氧体结晶

* P. Chaudhari, et al., IBM J. Res. Dev. Vol. 17, P. 66(1973).

向没有磁化。另外，各自旋也并不是完全正好与 b 轴重合，而是向 c 轴方向倾斜了 0.5° 。设一个自旋的磁矩为 μ_B (玻尔磁子)，由于存在倾斜，在 c 轴方向上得到与 $\mu_B \sin 0.5^\circ \approx \mu_B/120$ 成正比的饱和磁化。它与全部自旋都在一个方向的情况相比， c 轴方向的饱和磁化仅为 $1/120$ 左右，为此 c 轴方向的饱和磁化大约为 100G 左右，所以就满足了式 (6.1) 或式 (6.2) 的条件而成为垂直磁化膜。如前所述，正铁氧体的磁泡直径较大，虽曾经对 $\text{Sm}_{0.55}\text{Tb}_{0.45}\text{FeO}_3$ 这一类混合正铁氧体进行过研究，但并未获得直径小到只有几 μm 大小的磁泡畴，因此作为存储元件缺乏实用性。但由于传输图形较大，所以在磁泡回路的基础研究等方面仍经常使用。

下面再分析一下石榴石的晶体结构和各向异性的原因。石榴石的晶体结构很复杂，每一晶胞由 8 个分子式组成，包含有 160 个离子。图 6.14 所示为晶体中被氧离子包围的离子格位(site)的相互关系。将这几种格位示于图 6.15 中。其中图 (c) 叫做 e 格位，它是一种被 8 个氧离子包围的 12 面体；图 (a)

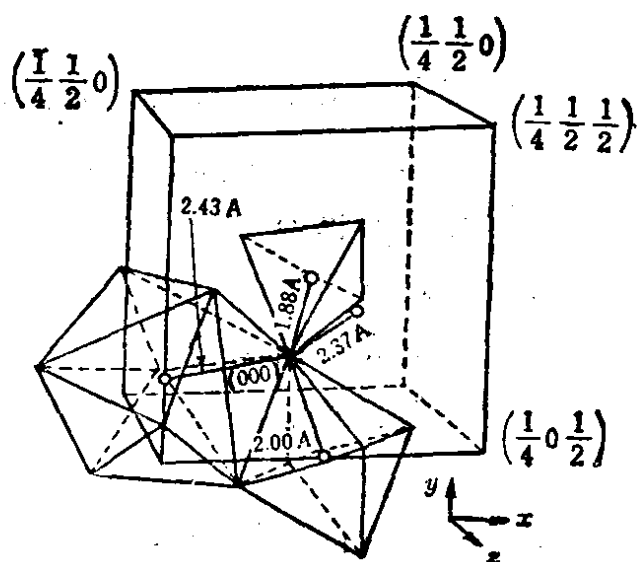


图 6.14 石榴石晶体结构

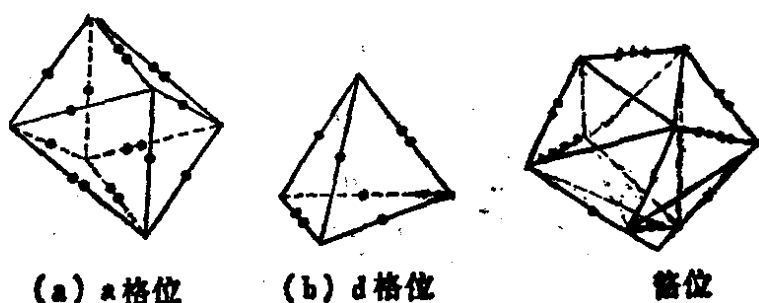


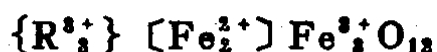
图 6.15 石榴石晶体的三种氧离子多面体

叫做 a 格位，它是一种被 6 个氧离子包围的 8 面体，而图 (b) 叫做 d 格位，是被 4 个氧离子包围的 4 面体。要注意的是这三个

格位名称的字形与图 (c)、(a) 和 (b) 的画面形状很相似。图6.16所示为除去氧离子后在晶胞的 $1/8$ 中 c、a 和 d 的位置。在 c 晶格中有 R 离子 3 个，在 a、d 格位中 Fe^{3+} 离子分别有 2 个和 3 个。所以石榴石的分子式用下列写法比较方便



如用离子的符号来表示，即可写为



Fe^{3+} 有 $5\mu_B$ 的磁矩。因为 a 格位的 Fe^{3+} 与 d 格位的 Fe^{3+} 相互之间反平行结合，所以 $[\text{Fe}^{3+}_2]$ 与 Fe^{3+}_3 合计具有 $5\mu_B$ 的磁矩。然

后再与 R^{3+} 结合。在这种状态下， $4\pi M$ 大约增加为 1750 Gs，而使得式 (6.1) 的条件不能满足。所以必须用非磁性离子，如 Ga^{3+} 、 Al^{3+} 、 Ge^{4+} 或 Si^{4+} 等来置换一部分 d 格位的 Fe^{3+} ，使 $4\pi M$ 降低到 100~300 G 左右。另外为了得到单轴各向异性，必须用另外的稀土类元素来代替 c 格位的一部分 R^{3+} 。这样在石榴石生成结晶时，虽然都是同样的 c 格位，但因其周围状态不一样，对于 R_A 和 R_B 这两种稀土类元素来说就产生了所谓格位优先 (site preference)，磁性稀土类离子和 Fe^{3+} 就产生各向异性。这种各向异性叫做生长感生各向异性 (growth induced anisotropy)。这种生长感生各向异性的存在可从下面三种情况得到证实。一是即使磁致伸缩为零仍存在单轴各向异性，二是高温退火后各向异性即消失，三是各向异性由特定的结晶方向所决定。以 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 为例，由此而感生的典型的磁泡用石榴石 $\text{Y}_{2.62}\text{Sm}_{0.38}\text{Fe}_{3.85}\text{Ga}_{1.15}\text{O}_{12}$ 就是用 Sm 置换了 Y_3 的 0.38 部分、用非磁性的 Ga 置换了 Fe_5 的 1.15 部分而产生的。再以最近广泛使用的 CaGe 石榴石为

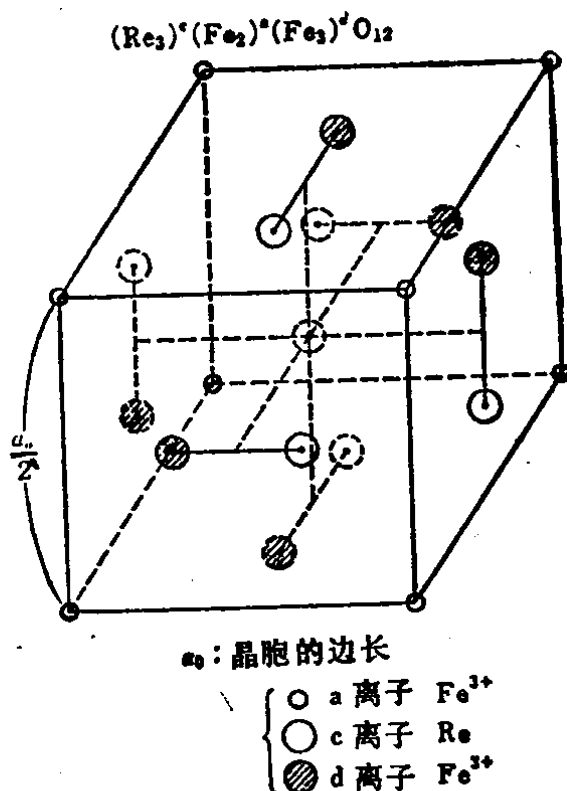


图6.16 石榴石的晶体结构

例，它的分子式为 $Y_{1.75}Eu_{0.10}Tm_{0.30}Ca_{0.85}Fe_{4.15}Ge_{0.85}O_{12}$ ，显然它是用 Eu（铕）0.10 和 Tm（铥）0.30 置换了 c 格位的 Y_3 ，用 Ge^{4+} 置换了 d 格位的 Fe^{3+} 的 0.85 部分而产生的。由于 Ge^{4+} 是 4 价的，所以为了电荷中和，在 c 格位内加入 Ca^{2+} 。一般用 Ga 置换而得的石榴石的居里点温度比 $140^{\circ}C$ 要低，而用 Ca 和 Ge 置换，其居里温度要超过 $200^{\circ}C$ ，所以这种石榴石最近广泛采用。

关于各向异性的原因，除了生长感生以外，还因为通过磁致伸缩，薄膜变形也会产生单轴各向异性。

另外一种磁泡材料，即非晶材料的各向异性的原因因材料而异。Gd-Co 是在氩气中利用溅射法生成的，氩离子撞击由 Gd 和 Co 制成的靶，从而放出 Gd 和 Co，被撞击出来的 Gd 和 Co 就附在用玻璃等材料做的基板上。这时，氩离子又要撞击刚才形成在基板上的 Gd、Co 薄膜，Gd 又再次被放出，形成了 Co-Co 的偶序（pair ordering），已经被证实这就是形成各向异性的原因*。与此不同的是，Fe-Co 各向异性的原因也已经证实是磁致伸缩**。

三、磁泡材料所要求的条件和现状

磁泡材料所要求的条件有三项，即

- （1）是垂直磁化膜；
- （2）所产生的磁泡直径要尽可能小；
- （3）磁泡的传输速度要快。

为满足其中的条件（1），必须要满足式（6.1）。因此，在图 6.17 所示的 $H_K-4\pi M_s$ 的图表中，材料的 H_K 和 $4\pi M_s$ 必须位于倾斜角为 45° 的直线 ox 之上。下面研究一下条件（2）。根据式（6.2）和式（6.26）可得下式

$$-C + 2\log d - \log A + \log(4\pi M_s) = \log H_K \quad (\bullet \text{ 为常数}) \quad (6.29)$$

设 A 分别为 0.1×10^{-6} 、 0.4×10^{-6} 和 $1.6 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ，则式（6.29）所表示的关系就是图中斜率最大的直线。最近希望 d

* 牛窪ほか：昭和53年電気学会全国大会，342。

** 片山ほか：日本応用磁気学会第1回学術講演会，3aA-8(1977)。

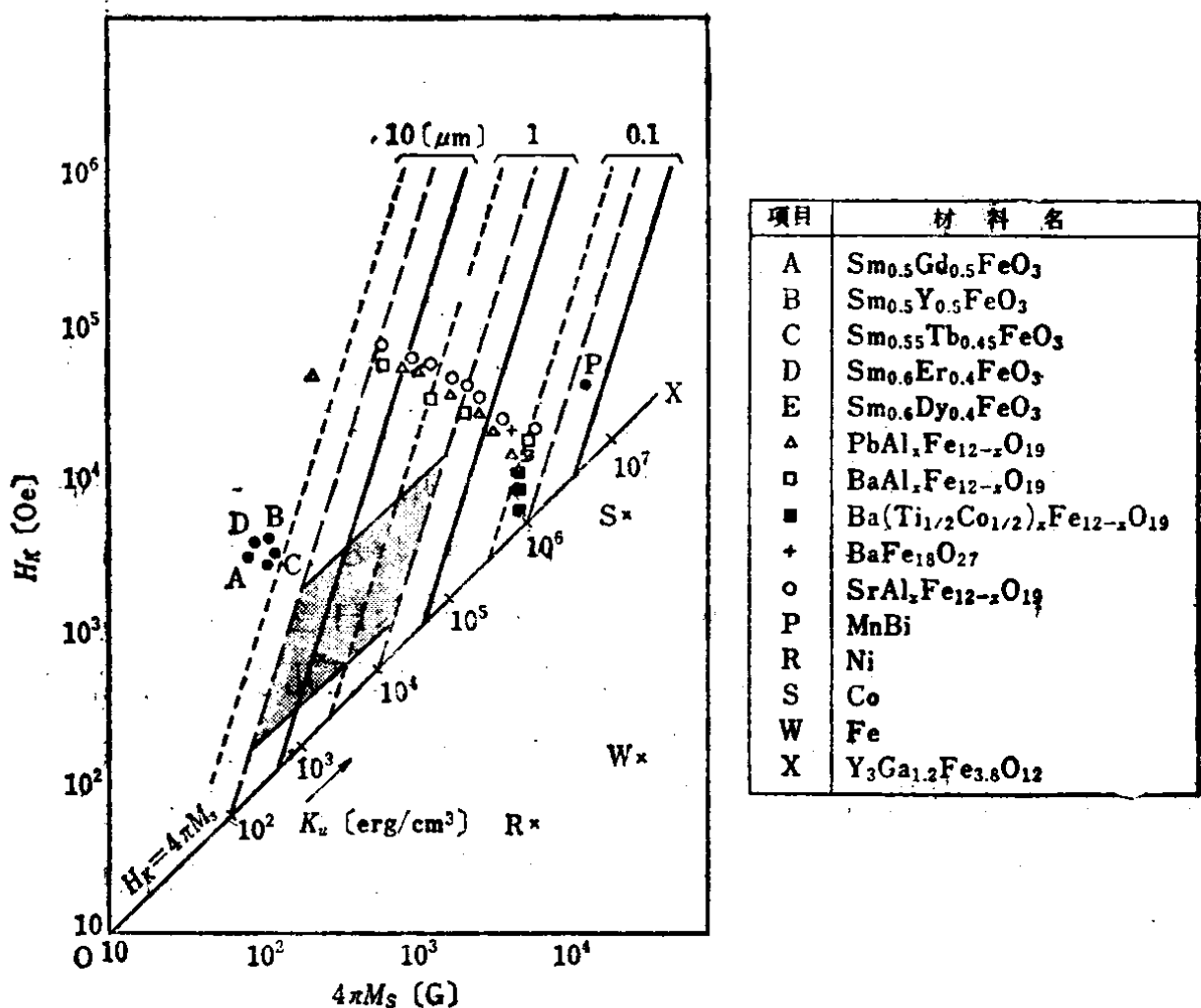


图6.17 各种材料的 $H_K-4\pi M_s$ 图

的大小在 $10 \sim 1 \mu\text{m}$ 范围，所以作为磁泡材料希望在 $d = 1 \mu\text{m}$ 和 $d = 10 \mu\text{m}$ 之间的范围。

最后用下面的式子（参看第二章）来讨论一下条件（3）

$$\mu_w = \frac{\gamma}{\alpha} \sqrt{\frac{A}{K_u}} \quad (6.30)$$

式中， μ_w 是畴壁迁移率（Wall mobility）， γ 是回磁比（gyromagnetic ratio）， α 是吉尔伯特（Gilbert）阻尼系数。从这个式子来看可以知道， K_u 变大，即 H_k 变大， μ_w 就变小。根据式（6.1）， H_k 越大越好，但是过大就使磁泡的传输速度变小，这就是要选择 Q 因子为 5 左右的理由。根据上述原因，在直线 ox 上方的 $d = 1 \sim 10 \mu\text{m}$ 的范围内选取 H_k 不太大的区域，即图中斜线部分为所希望的理想区域。在图中用许多点来表示最近使用的典型材料。

四、材料的制备方法

制作磁泡材料和基板材料的方法有许多种，下面就最近常用的方法作一简略介绍。

1. 助熔剂法 这个方法是将欲结晶的材料熔解在熔点较低的熔剂（叫做助熔剂）中，然后将熔液逐渐冷却，形成过饱和状态，从而生长成单晶。博贝克最初用正铁氧体对磁泡进行研究的时候，用的就是贝尔研究所雷麦卡等人用这个方法制成的材料。对于半径较小的稀土类元素，助熔剂是采用 PbO-BO_2 ，而对于半径较大的稀土类元素，因为 R_2O_3 的溶解度变小，所以用 $\text{PbF}_2\text{-PbO-B}_2\text{O}_3$ 。将助熔剂和 R_2O_3 及 Fe_2O_3 放入白金坩埚内，用 $1300\sim 1400^\circ\text{C}$ 熔解，为了消除微小的晶体要保温几小时，然后以 2°C/h 左右的速度缓慢冷却使其生成晶体。因此，这种方法的缺点就是晶体生长需要较长的时间，约一星期左右，另外如果要生长出大的结晶，就需要大尺寸的白金坩埚。但是这种方法可获得没有变形的质量良好的晶体。

2. 浮区熔法 (floating zone melting) 这个方法在拉制硅单晶时也广泛采用，

在1970年日本电气的冈田隆用此法制取了正铁氧体单晶。这个炉子的结构如图6.18所示，它利用内侧镀金的旋转椭圆镜将卤素灯聚焦，使其焦点落在试料上，对试料进行局部加热和熔解。试料是将 R_2O_3 和 Fe_2O_3 预先按化

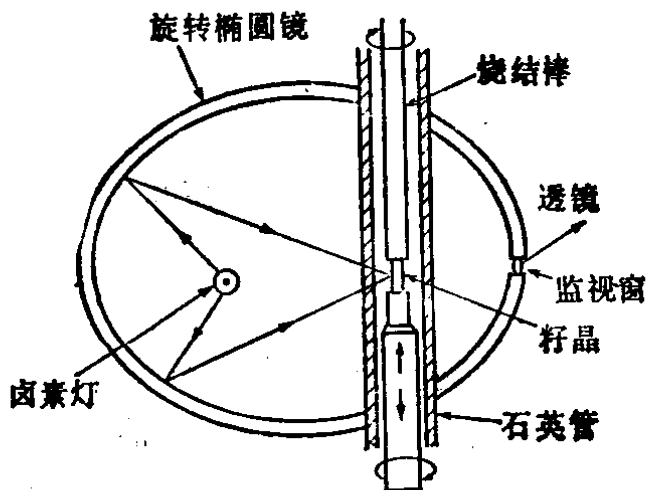


图6.18 浮区熔法

学比例混合并压制成圆棒形状，再经约 1400°C 烧结而成。将该试料如图所示安装在籽晶上，使其局部熔解。然后将试料一边旋转一边往下送，使其浮区熔解。这个方法的特点是制作一根直径为 8 mm、长为 10 cm 的单晶只需要 7 h 左右较短的时间，而且 Pb 不

会混入晶体之中。但是它要求材料的混合比必须要正确。

3. 提拉法 (Chocralski method) 这个方法如图 6.19 所示, 它是先将试料熔化, 从上方将安装在支持棒上的籽晶放下并与试料接触, 然后一面旋转, 一面缓慢地将支持棒向上提起, 从而生成与籽晶同一方位的晶体。磁性石榴石的基板所用的 GGG ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, gadolinium gallium garnet) 就是用这个方法制取的。这个方法的特点是不需要白金坩埚, PbO 等不会混入结晶中, 而且可以用较短的时间来制取晶体。用这种方法已经制作了 3 英寸直径的 GGG 基板, 最近还准备想要试制 5 英寸直径的基板。

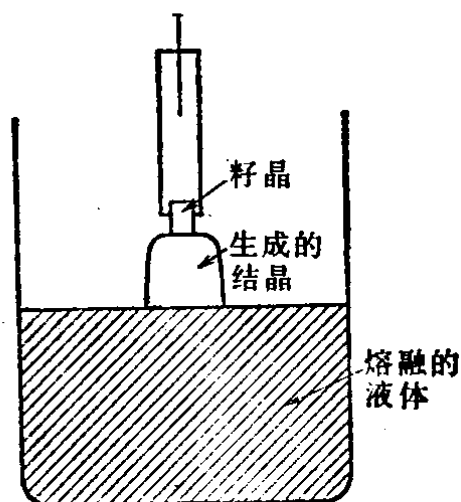


图6.19 提拉法

4. 液相外延法 (liquid phase epitaxial growth, 简称 LPE 法) 这是一种广泛采用的方法, 这里以磁泡石榴石薄膜的制取方法为例加以说明。将石榴石的原料 R_2O_3 、 Fe_2O_3 等熔解在 PbO - B_2O_3 等助熔剂中, 然后在比饱和温度高 300°C 的温度下保温几小时, 以消除微小晶体和包晶, 形成稳定的液相。在这之后, 降到比饱和温度低 $10\sim 20^\circ\text{C}$ 的较低温度下进行外延生长。对于基板, 一般采用与磁性石榴石晶格常数相同 (12.383 \AA) 的非磁性 GGG (钆镓石榴石) 的 (1 1 1) 面。GGG 是利用提拉法制取的, 几乎是无色透明的晶体。通常用切片机将 GGG 切成具有 (1 1 1) 面的晶片。基板上若有变形, 将要影响其上的 LPE 膜, 所以必须进行无变形研磨, 研磨材料用二氧化硅胶 (商品名称叫赛依通サイトン)。若 LPE 的晶格常数与 GGG 的不一样, 也可以用 $\text{Dy}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ 或 $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ 等材料。

下面叙述关于熔融液组成的方法。LPE 膜的组成是根据磁各向异性、磁泡畴的速度和饱和磁化强度等因素来决定的, 它的化学计量组成与熔液的组成不相同。所以现在采用的方法是用下

列的参数来决定组成*。对于用 Ga 置换的石榴石, 由下列参数决定

$$R_1 = \frac{\text{Fe}_2\text{O}_3}{\Sigma R_2\text{O}_3} \quad R_2 = \frac{\text{Fe}_2\text{O}_3}{\text{Ga}_2\text{O}_3} \quad R_3 = \frac{\text{PbO}}{\text{B}_2\text{O}_3}$$

$$R_4 = \frac{\Sigma R_2\text{O}_3 + \text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{Ga}_2\text{O}_3}{\Sigma R_2\text{O}_3 + \text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{PbO} + \text{B}_2\text{O}_3} \quad (6.31)$$

对于用 Ca、Ge 置换的石榴石, R_1 和 R_3 与上式相同, 而 R_2 和 R_4 变成下列形式, 另外再加一个 R_5

$$R_2 = \frac{\text{CaO}}{\text{GeO}_2 + \text{FeO}_{15}}$$

$$R_4 = \frac{\Sigma R_2\text{O}_3 + \text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{CaO} + \text{GeO}_2}{\Sigma R_2\text{O}_3 + \text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{CaO} + \text{GeO}_2 + \text{PbO} + \text{B}_2\text{O}_3}$$

$$R_5 = \frac{\text{CaO}}{\text{CaO} + \text{GeO}_2} \quad (6.32)$$

式中, $\Sigma R_2\text{O}_3$ 表示 Y_2O_3 、 Eu_2O_3 和 Tm_2O_3 等稀土类氧化物的总和。

R_1 是 Fe 和 R 的比值, 若 R_1 的数值过大, 则产生磁铅石, 而 R_1 值过小, 则产生正铁氧体。 R_1 的数值在 12~29 是较恰当的, 如 $(\text{YSm})_2(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, 它的 $R_1 = 25$ 是很典型的。另外改变 R_1 、 R_3 或 R_4 可以调整熔液的饱和温度, 而改变 R_5 还可以使石榴石析出的范围发生变化, 熔液的粘度也会发生变化。再有如果晶体生长的温度发生变化, 那么生长感生各向异性常数就会变化。图 6.20 所示为各种石榴石材料的饱和温度及由于 R_1 而引起的变化**。由于 R_1 和 R_4 的变化所引起的饱和温度 T_{sat} 的变化可用下式表示

* S. L. Blank, J. W. Nielsen, J. Crystal Growth, Vol. 17, P. 302 (1972).

S. L. Blank, et al., J. Electrochem. Soc., Vol. 123, P. 856 (1976).

** S. L. Blank, J. W. Nielsen, J. Crystal Growth, Vol. 17, P. 302 (1972).

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta T_{sat}}{\Delta R_1}\right)_{12\sim 14} &= -12.44^\circ\text{C/unit} \\ \left(\frac{\Delta T_{sat}}{\Delta R_4 \times 10^2}\right)_{0.5\sim 1.0} &= +45.3^\circ\text{C/mol.}\% \end{aligned} \tag{6.33}$$

图 6.21 所示是由 R_3 所引起的 T_{sat} 变化的一例^{*}，图 6.22 所示是由生长温度 T_G 所引起的生长感生各向异性的变化^{**}。如果将这些因素的相互关系考虑进去，就应该能决定熔液的组成、 T_{sat} 、 T_G 和生长时间。

在 Ge 和 Ca 置换的情况下， R_3 这个参数对 Ge^{4+} 离子和 Ca^{2+} 离子来说是很重要的，在确定其组成时必须使得不析出 CaO 等异相。表 6.2 所示为生成 $\text{Y}_{1.75}\text{Eu}_{0.10}\text{Tm}_{0.30}\text{Ca}_{0.85}\text{Fe}_{4.15}\text{Ge}_{0.85}\text{O}_{12}$ 时的熔液的组成^{*1}。

五、非晶材料

在 1973 年 IBM 的乔德哈利等人^{*2} 通过

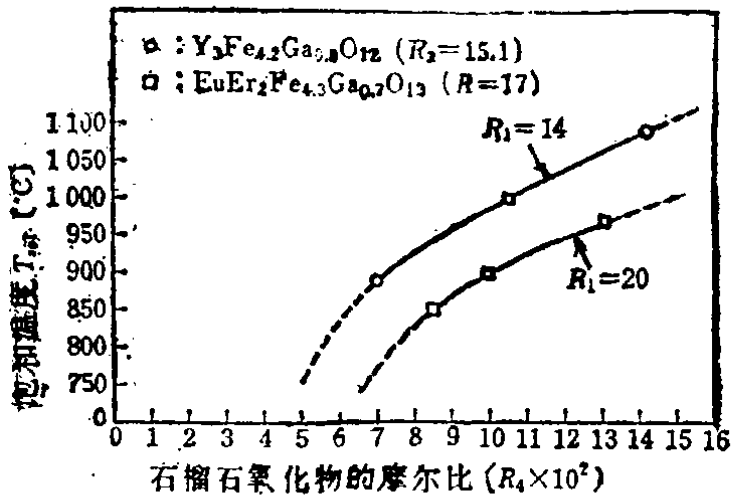


图6.20 $\text{PbO}:\text{B}_2\text{O}_3$ 石榴石氧化物的模拟二元素

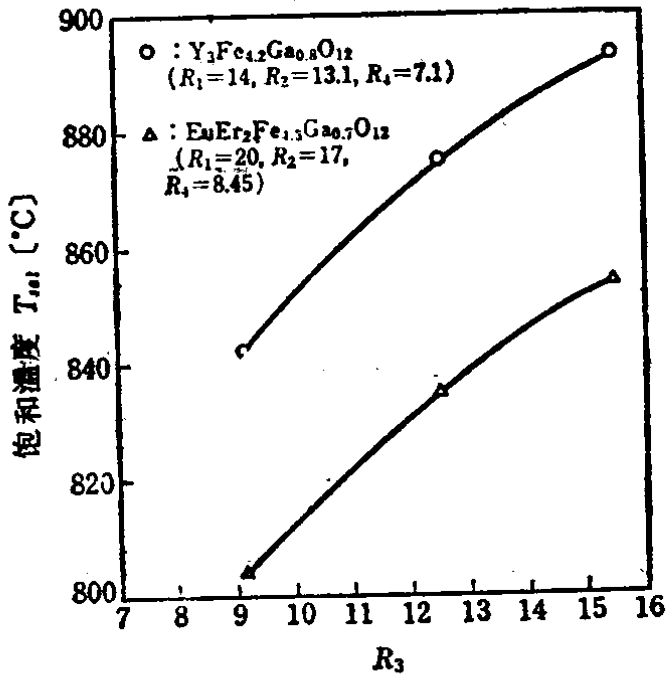


图6.21 由 R_3 所引起的饱和温度 T_{sat} 的变化

* H. Callen; Appl. Phys. Lett., Vol. 42, No. 4, P. 1643(1971).

** S. L. Blank, B. S. Hewitt, L. K. Shick, J. W. Nielsen; AIP Conf. Vol. 10(1973).

*1 D. M. Heinz, et al.; AIP Conf., Proc. No. 29, P. 101(1976).

*2 P. Chaudhari, et al.; IBM J. Res. Dev., Vol. 17, P. 66(1973).

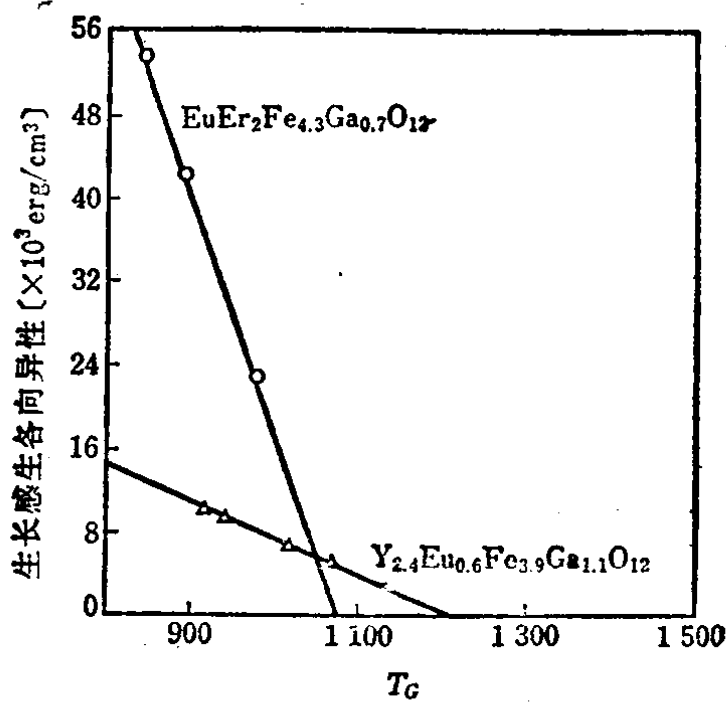


图6.22 由 T_G 所引起的生长感生各向异性的变化

表6.2 $\text{Y}_{1.75}\text{Eu}_{0.10}\text{Tm}_{0.30}\text{Ca}_{0.85}\text{Fe}_{4.15}\text{Ge}_{0.85}\text{O}_{12}$ 的熔液组成 (mol%)

Y_2O_3	Eu_2O_3	Tm_2O_3	CaCO_3	GeO_2	Fe_2O_3	B_2O_3	PbO
0.344	0.028	0.079	2.52	2.66	12.66	4.92	76.79

GdCo、GdFe 的溅射所生长的非晶膜发现它同样具有生长感生各向异性，可以得到磁泡，并可自由使磁泡运动。自从这一成果发表以来，这方面的研究就十分活跃。其原因在于它不需要 GGG 等特别的基板和经过研磨，它只要普通的玻璃就可以了，另外它能做出 $1\mu\text{m}$ 以下直径的磁泡。非晶膜的特征之一是有补偿温度 (compensation temperature)，也就是说，Gd 原子的自旋和 Co 原子的自旋互相独立组成子晶格 (sub lattice)，并以反铁磁性结合。因此，Co 的 $M_s(1.7\mu_B)$ 和 Gd 的 $M_s(7.55\mu_B)$ 在 0K 时对 Co 成分的 x 若存在着下式的关系，则在 0K 存在有补偿温度*3

$$1.7 x = 7.55(1 - x)$$

(6.34)

*3 桜井：応用物理. Vol. 43, №. 7, P. 727(1974).

解上式可得 $x = 82.7\%$ 。在常温下, 由于两个 M_s 的温度变化, 在 Co78% 附近存在有补偿温度。在非晶膜中, 为了降低 $4\pi M_s$, 从得到磁泡畴, 应使用在补偿温度附近。此外, 虽然有 Dy-Fe 二元系, 但由于利用补偿温度附近, 使得温度特性变坏, H_c 较高。为克服这一缺点, 现正在研究 Gd-Co-Mo 系、Gd-Co-Au 系等三元系。

§ 6-4 磁泡的动态特性

因为在第二章中已经就磁化强度的运动、磁能、畴壁的结构、畴壁的移动速度等动态特性方面的问题做了叙述, 因此这里主要来分析一下硬泡的问题。

一、何谓硬泡

已经知道, 石榴石是一种很有发展前途的磁泡材料, 这方面的研究正在不断深入。

在石榴石中发现了在正铁氧体中看不到的磁泡畴的运动方式, 即如果用脉冲磁场使磁泡运动的话, 结果可以发现如

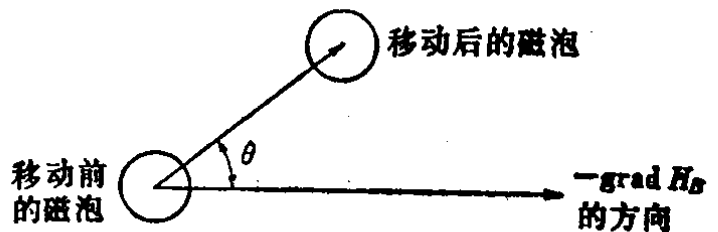


图6.23 硬泡的运动方向

图6.23所示那样有的磁泡是沿着与 $-\text{grad} H_B$ 不相同的方向移动。具有这样运动方式的磁泡叫做硬泡 (hard bubble)。根据西尔的理论可知, 硬泡的直径比起图 6.11 中所求的数据, 在同样 H_B 的条件下要大, 而且磁泡的直径不仅是一种, 而是有好几种。另外有的直径比图 6.11 中破灭磁场时所求出的直径要大, 还发现这种情况下与 $-\text{grad} H_B$ 偏离的角度也较大。图 6.24 举例说明破灭磁场与偏离角 θ 之间的关系*。

正常的磁泡和硬泡在偏光显微镜下完全没有什么区别, 所以硬泡产生的原因推测下来是由于畴壁结构的关系。贝尔研究所的泰勃 (Tabor) 等人提出是由于畴壁中的布洛赫线 (Bloch line,

* 西田ほか, 材料科学. Vol. 11, No. 1, P. 44(1974).

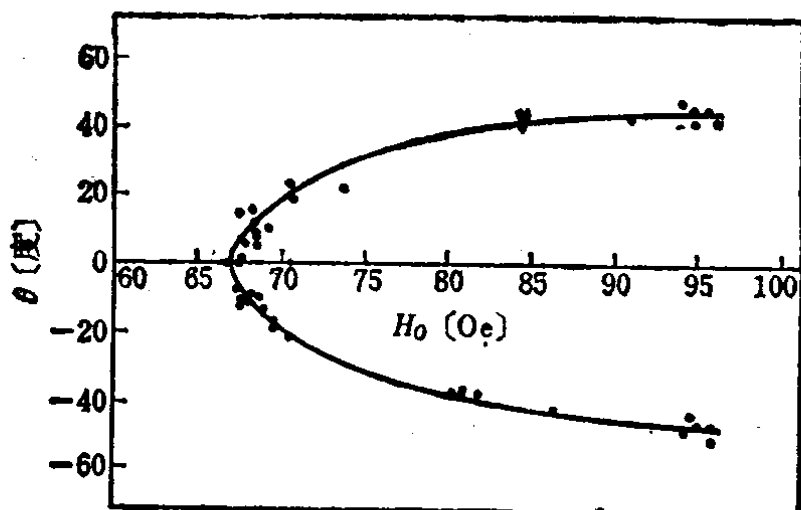


图6.24 $(\text{Eu}, \text{Er})_8(\text{Ga}, \text{Fe})_8\text{O}_{12}$ 磁泡畴破灭磁场 H_0 与偏离角 θ 的关系

以下简称 BL) 所致*。下面简要加以分析。

二、具有布洛赫线的畴壁结构

磁化强度方向如图 6.25 所示, 现在研究一下含有 BL 的畴壁, 图中的箭头表示畴壁中心的磁化方向。这时畴壁的结构是由其能量的极小条件来决定的。能量的关系已经在式 (2.69) 中表示, 但为了与本章的单位一致起见重新写在下面。每单位体积的能量为

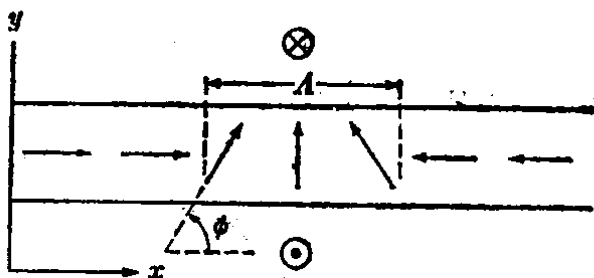


图6.25 二维畴壁中的布洛赫线

$$E = A \left\{ \left(\frac{d\theta}{dy} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 \right\} + K \sin^2 \theta + 2\pi M^2 \sin^2 \theta \cdot \sin^2 \phi \quad (6.35)$$

则沿 x 轴方向的长度 a 为相当长的情况下, 畴壁能量为

$$\sigma_w = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^a E dx dy \quad (6.36)$$

根据 σ_w 的极小条件, 利用变分法可求出畴壁的结构, 其结果已示于式 (2.70) 和式 (2.71) 中。从式 (2.71) 可知, BL 部分

* W. J. Tabor, et al, Bell Syst. Tech. J., Vol. 51, P. 1427(1972).

的畴壁宽度要比布洛赫畴壁的宽度 Δ_0 来得小, 其形状如图 6.26 所示。

下面来研究一下图 6.27 (a) 所示有两条 BL 的情况。图 (b) 所示是磁荷的分布, 这个分布情况假如考虑到磁化强度 M 的 $\text{div} M$ 就容易理解。这种情况下由于正负磁荷的影响, 所以两条 BL 互相吸引, 但是一旦靠得过近, 则交换能量将增加。所以就必然有一个平衡距离, 这个距离 S_0 可用下式求得

$$\frac{S_0}{\Delta} = \ln \left(\frac{8Q^{1/2}S_0}{\pi\Delta} \right) \quad (6.37)$$

式中, Δ 叫做 BL 的宽度参数, $\Delta = \sqrt{A/2\pi M^2}$ 。

粗略估计, S_0 大约是 Δ 的 4 倍左右, 也有的硬泡包含有 100 条以上的 BL。

三、含有布洛赫线的畴壁的动态特性

首先华克尔 (Walker) 计算了在没有 BL 情况下的速度, 如第二章 § 2-5 的二、三中叙述的结果。这里采用本章的单位, 其速度 v 用下式表示

$$v = \frac{\gamma}{\alpha} \sqrt{\frac{A}{K}} H \left[1 + \frac{\pi M^2}{K} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{H}{2\pi M\alpha} \right)} \right\} \right]^{-1/2} \quad (6.38)$$

畴壁宽度参数 Δ 可由下式求出

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K}} \left(1 + \frac{2\pi M^2 \sin^2 \phi}{K} \right)^{-1/2} \quad (6.39)$$

式 (6.38) 的后面一个根号为零时, 相应的磁场为

$$H = 2\pi M\alpha \quad (6.40)$$

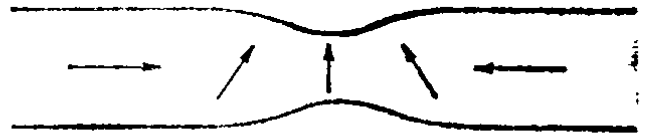
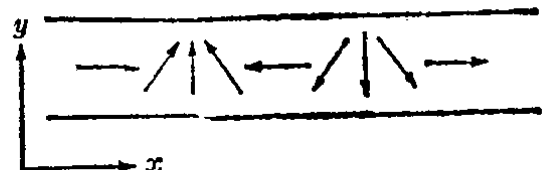
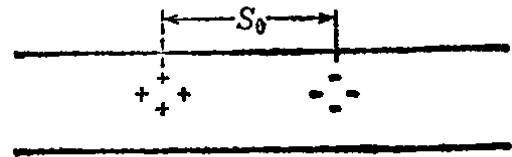


图 6.26 布洛赫线部分的畴壁收缩



(a) 具有两条布洛赫线的畴壁



(b) 磁荷分布

图 6.27 布洛赫线

把这时的磁场就叫做华克尔的临界磁场。另外，如式(2.75)所示，下列关系成立

$$H = 2\pi M a \sin 2\phi \quad (6.41)$$

式(6.38)所表示的关系在临界磁场以下它具有峰值，其形状示于图 6.28 中。当 H 较大时， v 与驱动磁场的关系就变成非线性，其原因从式(6.41)可知，是因为随着 H 增加， ϕ 将增加，因此畴壁宽度 Δ 将产生收缩所致 (wall contraction)。

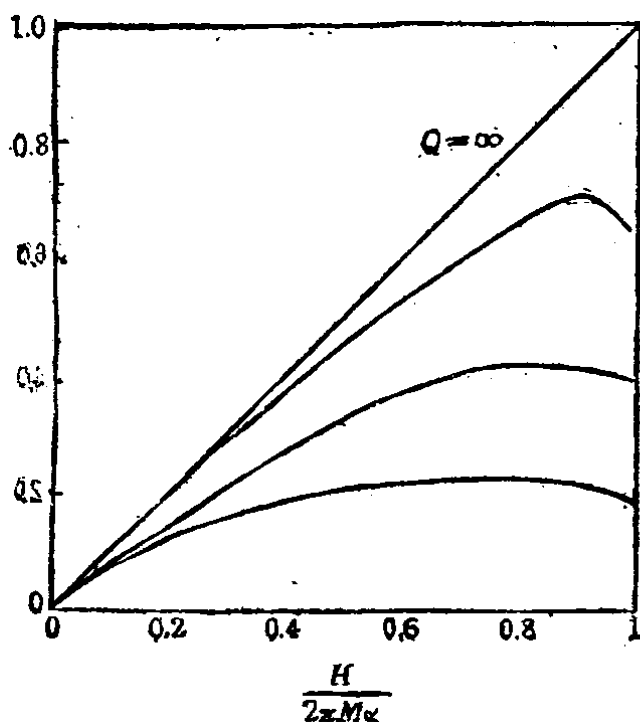


图6.28 临界磁场以下驱动磁场与速度的关系

下面来研究具有 BL 时的速度。这里仅就图 6.27 所示的，即垂直 BL 加以讨论。这种情况下硬泡的运动，斯朗切夫斯基

(Slonczewski)* 和西尔 (Thiele)** 已经利用有 BL 的畴壁表面能量变分的方法加以解决，详细情况这里省略。为了使 BL 以速度 V 移动，而应该所施加的外力可根据下式求出

$$F = \frac{4\alpha M}{\gamma Q^{1/2}} V \mp \frac{2\pi M}{\gamma} k \times V \quad (6.42)$$

k 是 z 轴方向的单位向量。另外公式中 \mp 号，当 $d\phi/dx > 0$ 时取 $-$ ，而 $d\phi/dx < 0$ 时取 $+$ 。

式(6.42)右边第一项是畴壁宽度收缩所需要的力，第二项是表示若将 V 的方向做为 y 轴方向时，在 x 轴方向上应该加的力。这个 x 轴方向的力如按下面所说就比较容易理解***。即假如

* J. C. Slonczewski; J. Appl. Phys., Vol. 45, P. 2705(1974).

** A. A. Thiele; J. Appl. Phys., Vol. 45, P. 377(1974).

*** 小西 進: 日本物理学会誌, Vol. 30, P. 178(1975).

按预先设定,使得图 6.29 中所示磁化强度 M 的 BL 沿着 y 轴方向,则必须要加上该图中的 H_x 磁场。

以上所得是平面畴壁的结果,如要使圆形磁泡畴以速度 V 移动所需要的力,斯朗切夫斯基是利用下式进行计算的。

$$F = \frac{2\pi M \alpha r}{\gamma \Delta_0} \left(1 + \frac{2\Delta_0^2 |n|}{\pi \gamma A} \right) V - \frac{2\pi M}{\gamma} (n + 2) k \times V \quad (6.43)$$

式中, n 是畴壁中的 BL 数, r 是磁泡畴的半径。若设 k 为 z 轴方向, V 为 y 轴方向,则式中第二项就成为 x 轴方向的力。图 6.30 所示为磁泡畴的畴壁结构与磁泡偏转角的关系*。从图可知,即使畴壁不含有 BL,磁泡也要偏转,这是在西尔的理论中所没有的内容。

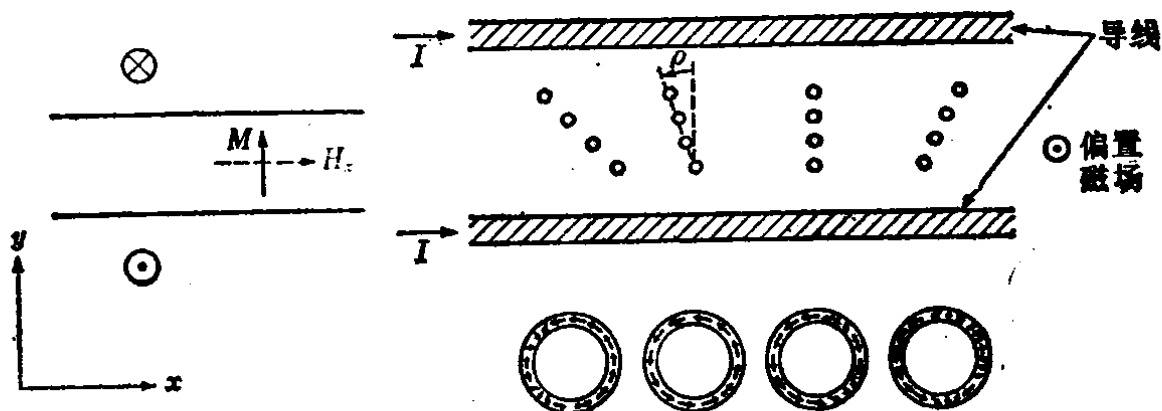


图6.29 为使磁化强度 M 垂直于纸面所需要的有效驱动磁场

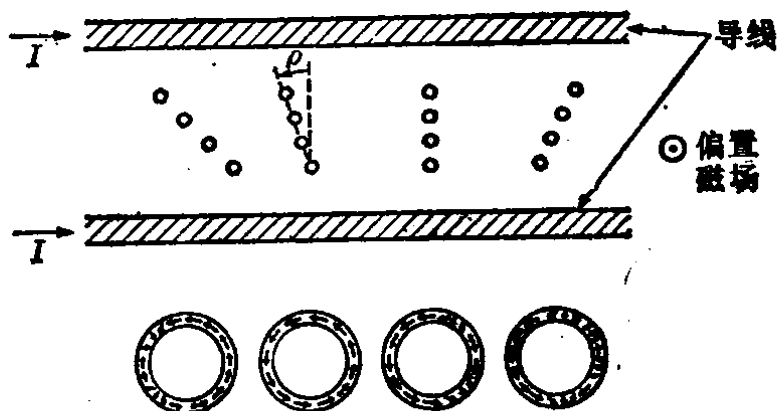


图6.30 磁泡畴的畴壁结构和磁泡的偏转角

四、硬泡抑制法

如上所述,若存在硬泡,则磁泡畴的传输要发生错误。这对于磁泡用于存储装置来说是一个很大的缺点。为此采用了各种抑制方法,而这些方法的共同点在于设法在磁性石榴石薄膜上附加一层面内是易磁化方向的磁性膜,这样来抑制硬泡的发生。下面列举一些方法。

1. 离子注入法 这个方法适用于磁致伸缩系数为负值的石榴石薄膜。注入的离子用 H^+ 、 Ne^+ 等离子。图 6.31 所示为离子

* A. P. Malozemoff, J. Appl. Phys., Vol. 44, P. 5080(1973).

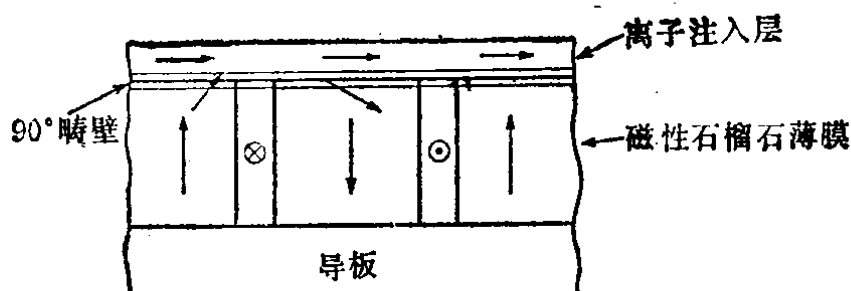


图6.31 离子注入层产生的畴壁盖

注入后畴壁的结构，它在磁性石榴石薄膜与离子注入层之间形成了 90° 畴壁。

2. YIG镀膜法 它是用气相外延生长法生成厚度约 800 \AA 的 YIG 镀膜。YIG 由于形状各向异性，其面内是易磁化方向，所以与离子注入法相同，产生了 90° 畴壁。

3. 坡莫合金镀膜法 用真空镀膜法产生厚度约 50 \AA 左右的坡莫合金镀膜，形成 90° 畴壁。

4. 双层外延膜法 这个方法是设法附上两层特性不一样的 LPE 膜，这样在产生磁泡的膜与盖层之间产生了 180° 畴壁。其结构如图 6.32 所示。

五、半泡

这是贝尔研究所的德·邦特 (De Bonte) 发表的成果*。与图 6.32 所示相同，在磁泡的顶或底部产生畴壁盖层，这个盖层的作用是使磁泡直径减小，它与加上等效偏置磁场 H_z 具有同样的效果。设盖层的每单位面积畴壁能量为 σ_{12} ，令这个能量与 H_z 及磁泡内磁化强度 M 所决定的能量相等，即

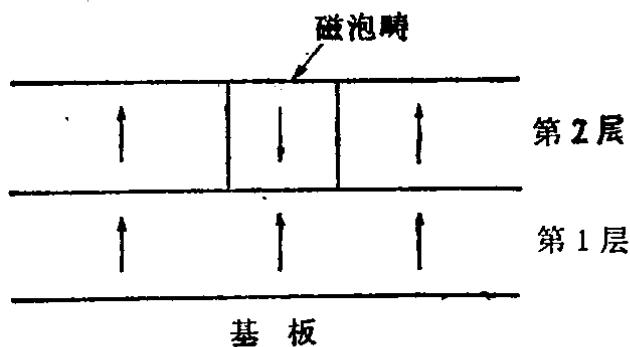


图6.32 双层石榴石膜

$$\pi r_0^2 h \cdot 2M_s H_z = \pi r_0^2 \sigma_{12} \quad (6.44)$$

根据上式可求出

* W. J. De Bonte, Bell System Tech. J., Vol. 51, P. 1933(1972).

$$H_{\perp} = \frac{\sigma_{12}}{2hM_s} \quad (6.45)$$

由于这个 H_{\perp} 的作用，就可以不要偏置磁场而生成磁泡畴，也就是说不需要偏置用磁铁。

这样的磁泡畴叫做半泡 (half bubble)。半泡也可以不是由双层膜生成，而是依靠在厚度方向加以畴壁能量密度为 σ_w 、特征长度为 l 、饱和磁化强度为 $4\pi M_s$ 的梯度也能获得。

§ 6-5 磁 泡 回 路

磁泡在实际应用时，有磁泡发生器、磁泡传输回路、门逻辑回路、检测回路等各种回路。下面依次加以说明。

一、磁泡传输回路

最初博贝克提出的磁泡传输回路的方案是所谓 TI 图形，图 6.33 说明了它的动作情况。

TI 图形是在磁性石榴石上用真空镀膜的方法附加上去一层坡莫合金薄膜。为了进行传输，要加上图中左侧所示的面内旋转磁场。+ 和 - 表示在相应条件下坡莫合金中产生的磁极的极性。最初如图 (a) 所示，磁泡位于左端 T 字的中央，磁场一发生旋转变为 H_{Y+} ，则如图 (b) 所示 + 的磁极就跑到 T 的右上角，磁泡就被磁极吸引过去。接下来如图 (c) 所示，磁场旋转为 H_{X-} ，这时 I 的下端变为 + 的磁极，磁泡就被吸引到 I 的下

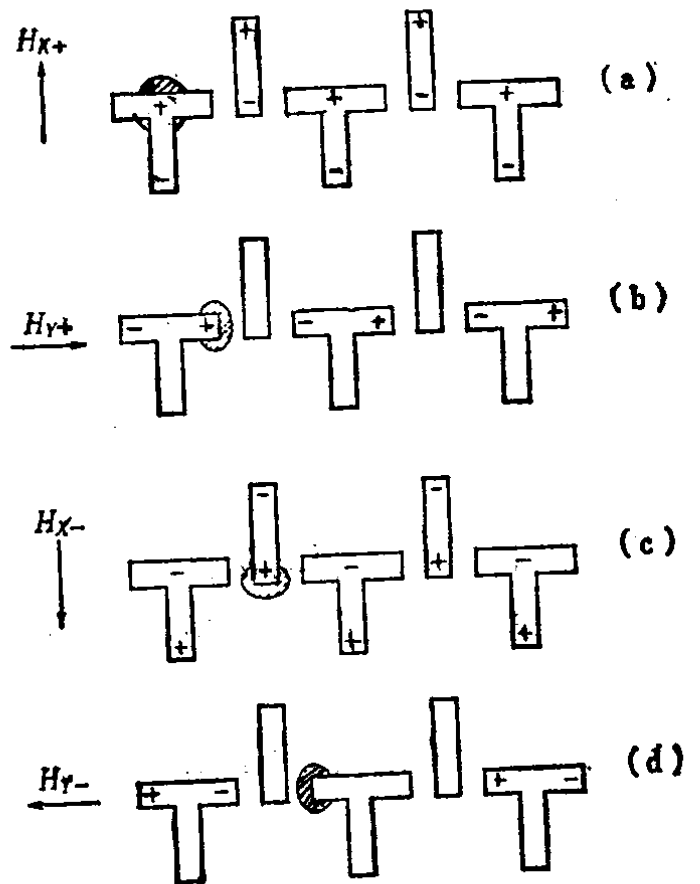


图6.33 TI传输图形

端。这样依次经过上述过程，磁泡就从左传输到右。

二、其它各种传输图形

至今已经提出了许多传输范围较广的传输图形方案。图6.34是一种楔形传输路径，由坡莫合金镀膜制成。这个路径是利用垂直于膜面的磁场的强弱交替变化来传输磁泡。即当 H_1 变强而 H_2 变弱时，磁泡就交替变大或变小，如图所示当磁泡变大时就与相邻的三角形重叠而传输。

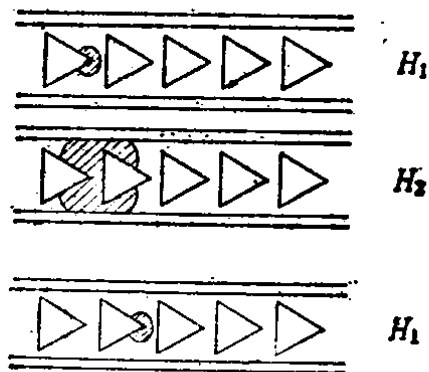


图6.34 楔形传输图形

图6.35是山形传输图形。与TI传输相同，它是利用面内旋转磁场，使磁泡按1、2、3、4的次序传输。



图6.35 山形传输图形

图6.36是连接圆盘形 (contiguous disk)。如图所示，磁泡



图6.36 连接圆盘形

沿着相连圆形的边缘移动。由于圆形的半径比磁泡的半径要大，所以这种图形的微细加工比较方便，它适用于磁泡直径在 $1\mu\text{m}$ 以下的情况。

此外还有电流驱动法。

三、磁泡发生器 (bubble generator)

图6.37所示是由坡莫合金图形而构成的磁泡发生器，在其右侧附带有TI图形的传输回路。与传输时一样，该发生器要施加面内旋转磁场。按图(a)、(b)、(c)、(d)的顺序，磁畴逐渐从圆形的部分拉伸出来，在图(e)中被切断，于是在T的中部部分产生了磁泡，然后利用TI图形向右传输。

图6.38是利用电流回路而构成的磁泡发生器。开始在图(a)

左边的回路内有磁泡，这时如图（b）所示让电流 I 流通，利用这个磁场梯度将磁泡吸入右边的回路内。接下来如图（c）所示，将电流反向，磁泡就分裂成两个（称为复制）。最后如图（d）所示接通电流，磁泡就向右传输。

图 6.39 所示是成核磁泡发生器。由于目前所使用的磁性石榴石薄膜各向异性磁场 H_K 在 $1000 \sim 2000 \text{ Oe}$ 左右，所以如果在图中斜线所示的 U 形导体中通以脉冲电流，使得 U 形导体内部的局部磁场与各向异性磁场的强弱相同，就能很方便地产生磁泡畴。这种方法有下面几个特点，一是实际上用比上述脉冲电源要小得多的电流也能产生磁泡畴；二是如果在表面采用离子注入技术，用很小的电流也能产生；三是如果不是用一个脉冲，而是如图

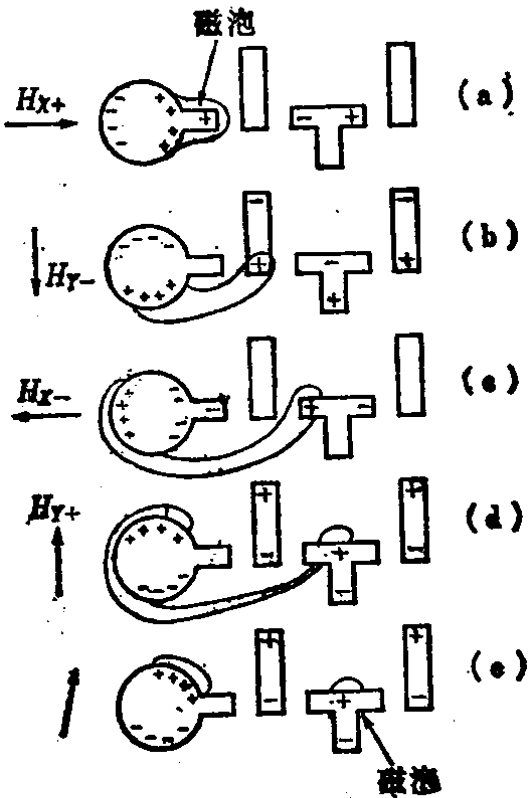


图 6.37 用坡莫合金图形而构成的磁泡发生器

6.40 所示，开始流过大电流脉冲，然后接着流过小得多的脉冲电流，可使磁泡畴容易产生。这个现象可以这样解释，首先在磁性石榴石薄膜的表面上磁化极性发生翻转，产生磁泡畴的核 (nucleation)，然后这个核逐渐生长形成磁泡畴。在图 6.37 所示的坡莫合金图形中，由于磁极的关系用更小的电流脉冲也可产生，例如用单一脉冲电流需要 500 mA 的话，用 100 mA 左右就可以使磁泡畴产生。

四、磁泡门回路

为将磁泡从一条传输回路送到另一条传输回路，需要用到门回路。由于门回路的工作情况要影响磁泡装置的性能，所以已经研究了许多种不同的门回路，图 6.41 所示即是门回路的一例，它是以 TI 图形为基础组成的。输入的磁泡顺着面内磁场的旋转方

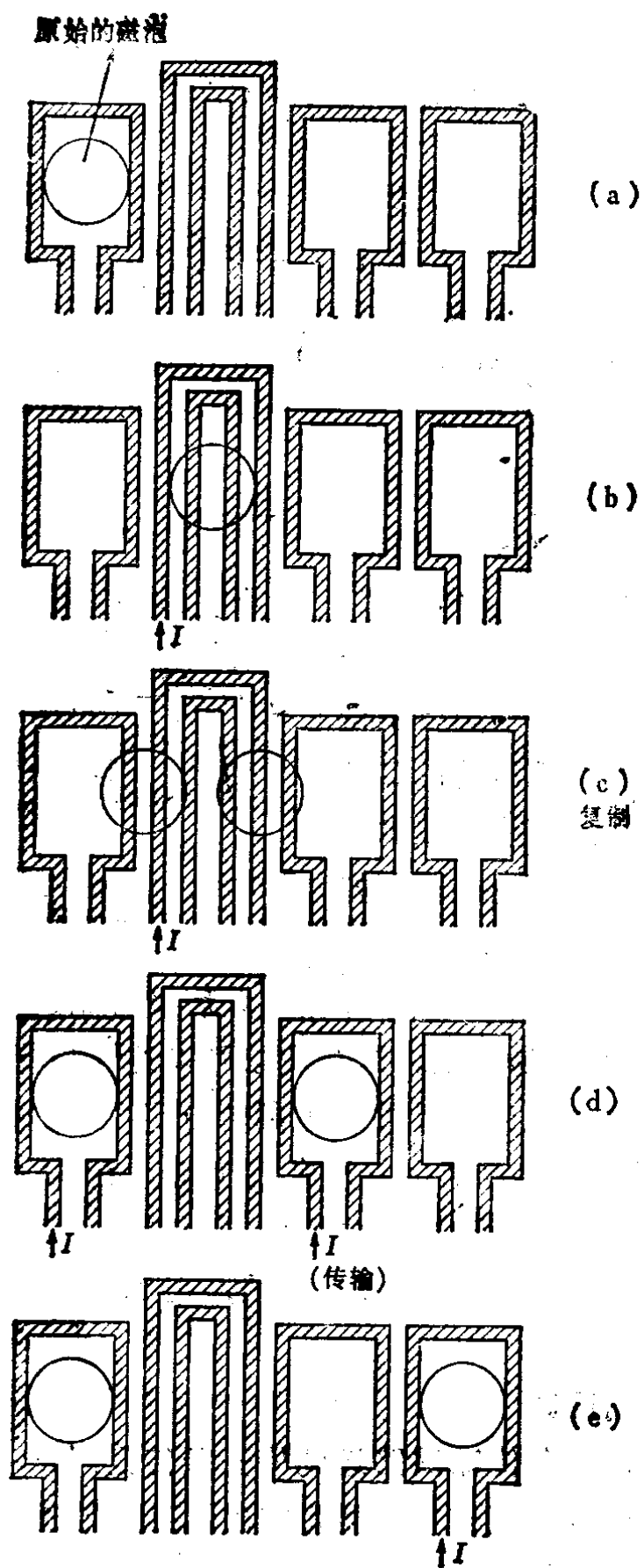


图6.38 用电流回路构成的磁泡发生器

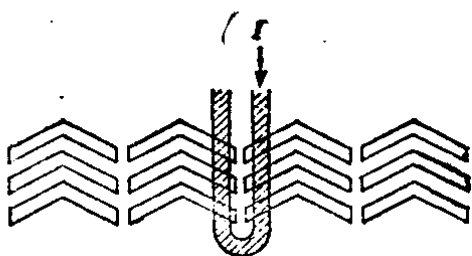


图6.39 有U形导体的山形图形磁泡发生器

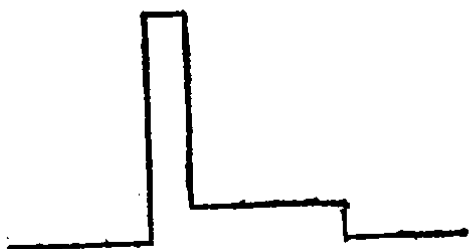


图6.40 在大电流窄脉冲后加上小电流宽脉冲容易产生磁泡畴

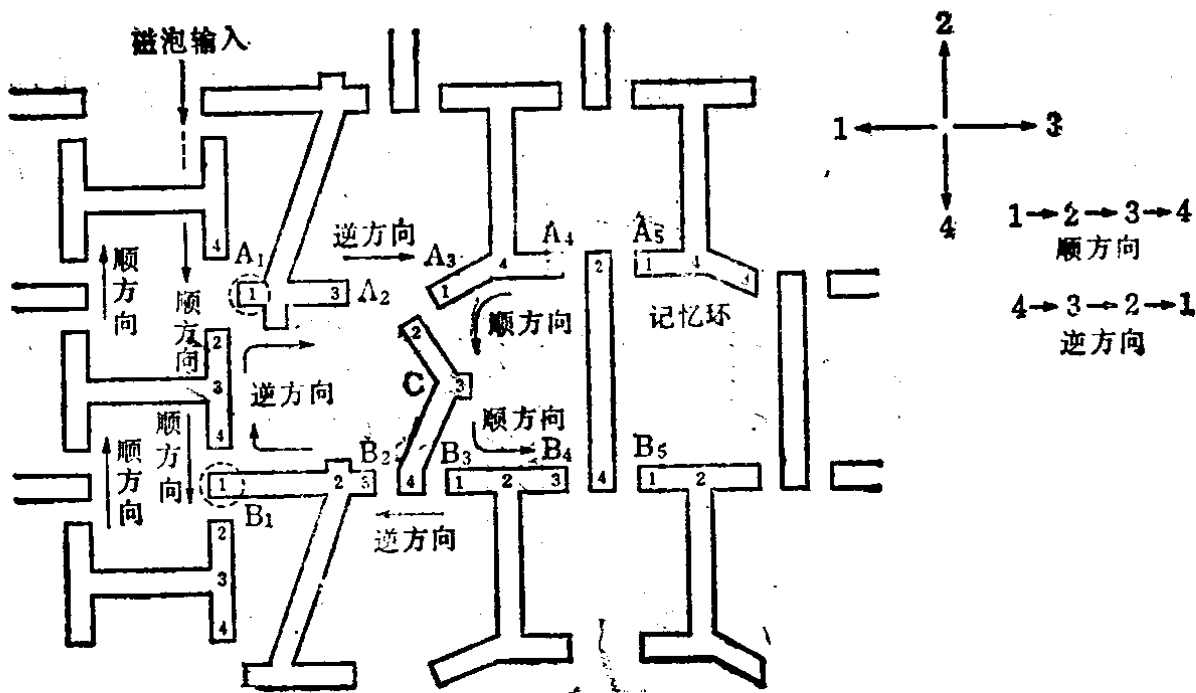


图6.41 磁泡门回路

向进入到 A 、 B 处,然而由于反方向磁场旋转的作用沿着 $A_1 \rightarrow A_2 \rightarrow A_3 \rightarrow A_4 \rightarrow A_5$ 和 $B_1 \rightarrow B_2 \rightarrow B_3 \rightarrow B_4 \rightarrow B_5$ 的路径前进,向记忆环方向传输。另外在右边记忆环中的磁泡,如图中箭头所示沿顺方向旋转,通过 C 点在环内循环。而如果切换逆方向,则磁泡就不通过 C 点,沿着 $B_5 \rightarrow B_4 \rightarrow B_3$ 的路径再进入右边的环中。

五、磁泡检测回路

为了检测磁泡,可以用霍尔效应或者磁阻效应,目前由于制作上的关系,是采用坡莫合金的磁阻效应来检测。对一个磁泡来说,若按原来的直径大小直接检测,则输出较小,所以先将磁泡扩大 (stretch),再利用上述效应来检测。图 6.42 是检测原理

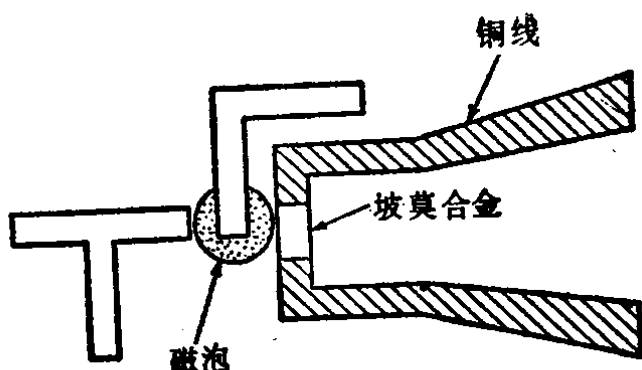


图6.42 利用坡莫合金磁阻效应的磁泡检测回路

图，图中通过铜线使坡莫合金流过电流，在磁泡的磁场作用下，将改变坡莫合金的磁阻，利用这个原理来检测。使磁泡扩大的回路示于图 6.43 中。

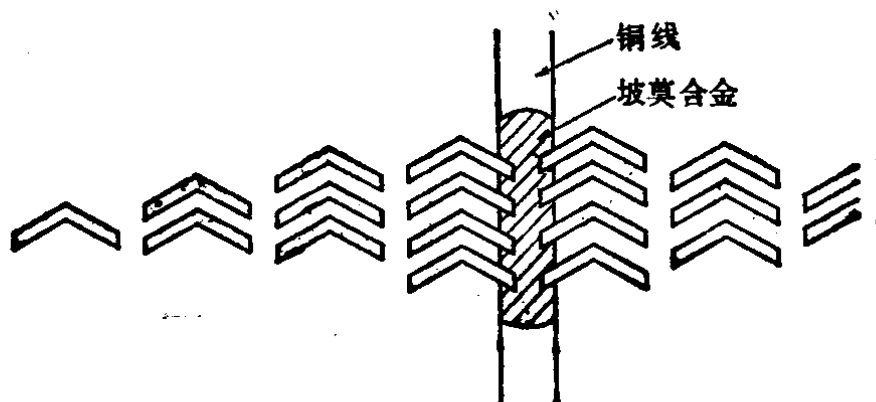


图6.43 山形磁泡扩大和检测回路

六、主次环

在磁泡用来作为记忆元件时，由于用单环传输需要很长时间，所以经常采用图 6.44 所示的主次环方式。它是将一个字的每 2bit 分别进入各自的次环中，然后同时读出。

七、应用概况

磁泡主要用来存储信息，目前已经制作出在一片上有 64kbit 及 256kbit 的存储器，要接近 1Mbit 了。现在的研究对象是直径在 $1\mu\text{m}$ 以下的磁泡（叫做亚微米），据说驱动频率已经超过 500kHz。在已经获得实际应用的例子中，日本电信电话公司的移动式电子交换机的存储装置最大，已经制作出 64Mbit 的存储器，另外还制作了电话号码存储器 POS-8 等，并准备用于电子计算机的终端控制。可以预见，它的用途将越来越广泛。

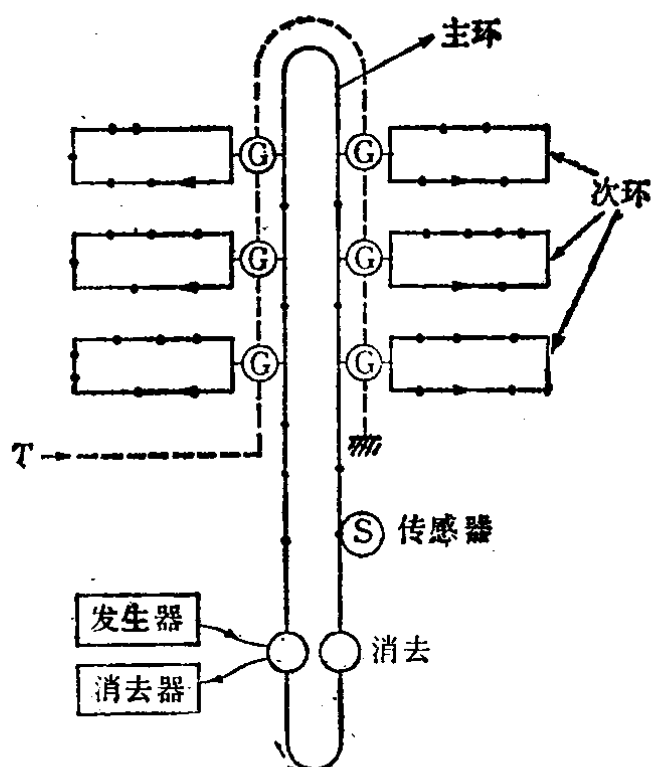


图6.44 主次环方式

练 习 题

〔1〕 已知 $\text{Er}_2\text{Eu}_1\text{Ga}_{0.7}\text{Fe}_{4.3}\text{O}_{12}$ 的 σ_w 为 0.35 erg/cm^2 , $4\pi M_s$ 为 295 Gs , 求这个材料的特征长度, 并求最佳的膜厚大约等于多少, 此时磁泡的直径有多大?

〔2〕 验证表 6.1 的数值是否满足式 (6.3) 的要求?

〔3〕 叙述最近磁泡用石榴石薄膜的发展方向。

〔4〕 列举抑制硬泡的各种方法, 简单地分别说明其原理。

〔5〕 磁泡传输图形最初的方案是 TI 图形, 后来就改为采用 YI 图形, 试说明其理由。

〔6〕 图 6.45 是一种磁泡逻辑回路, 将磁泡从右边 A、B 端输入,

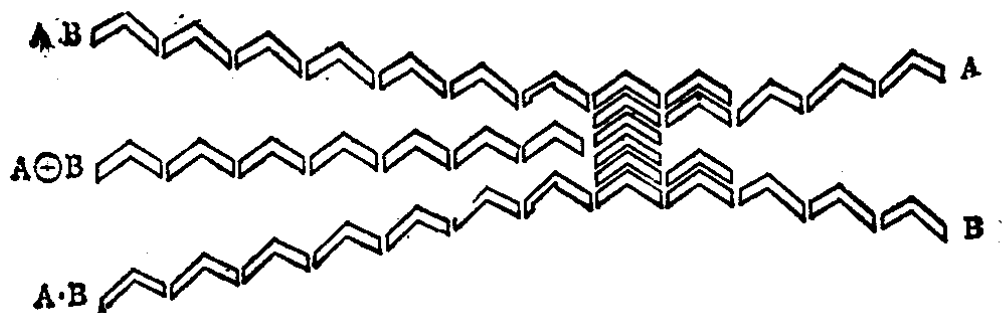


图 6.45

就可在左边的上、下端及当中的一端分别得到 $A \cdot B$ 和 $A \oplus B$ (异或逻辑) 的输出。试说明其动作。

〔7〕 图 6.46 所示回路中, 设有两条平行导线, 其中流过幅度为 I_p 、宽度为 τ 的矩形脉冲电流, 这时在垂直于流过电流纸面的磁场梯度作用下, 直径为 d 的磁泡就沿着 x 轴方向移动 Δx 。试求这种情况下的磁泡畴的迁移率。

〔注〕 这种测量磁泡迁移率的方法叫做磁泡传输法*。

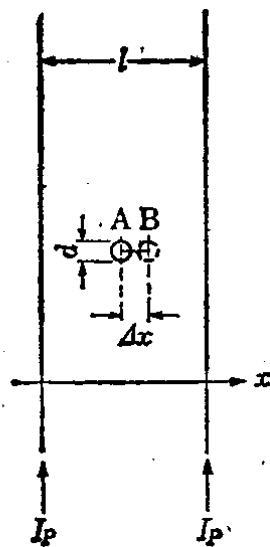


图 6.46

参 考 文 献

- 1) 小林 寛: 磁気バブルドメイン技術, 工業調査会 (1973)
- 2) 電気学会・泡磁区調査専門委員会編: バブル技術ハンドブック, 電気学会 (1976)
- 3) 飯田他編: 磁気バブル, 丸善, 磁気工学講座 (1977)
- 4) Edited by Hsu Chang: Magnetic Bubble Technology, IEEE Press, (1975)

* G. P. Vella-Coleiro & W. J. Tabor: Appl. Phys. Lett., Vol. 21, No. 7 (1972).

第七章 磁的各种应用

利用磁性材料，可以进行各种非接触式的测量和控制。近年来，随着其他工业领域的进展，磁性材料在测量和控制方面的应用正迅速地不断扩大。

本章就其中的磁性传感器和磁性执行机构，介绍与其使用方法及结构有关的基础内容，并同时说明若干个有代表性的具体应用实例，这样读者就可体会到，在实用上磁性材料是一种非常重要的材料。

§ 7-1 磁 性 传 感 器

一、基础知识

磁性材料在感受到外界的热、光、放射线和压力之后要改变其磁特性，由于磁性材料简便而重量轻，因此可用来制作可靠性高、灵敏度好的传感器。这里就敏感磁性材料在磁性传感器应用方面有关的基础内容统一进行一下分析。

敏感输入量可以有热、光、压力、中子、 γ 射线、磁场等，在这些输入的作用下，磁性材料的饱和磁通密度 B_m 、矫顽力 H_c 、磁导率 μ 和铁耗 W_c 等要发生变化。因此，如果将 B_m 、 H_c 、 μ 和 W_c 的变化在传感器中加以应用，就可构成各种使人感到兴趣的磁性传感器。敏感磁性材料有合金、薄膜、铁氧体、磁性液体等，用这样的材料可以单独或者组合而构成传感器，在结构上有各种方法。图 7.1 中简要地表示了这些关系，将输入量、磁的物理量和各种用途加以不同的组合，就可得到许多各具特色的应用。

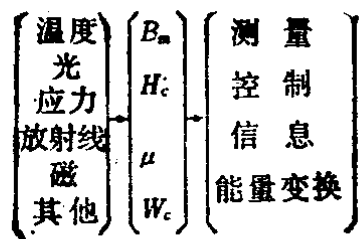


图 7.1 敏感输入所产生的变化量及其应用

利用图 7.1 来研究一下敏感磁性材料应该有什么样的特性。首先，表示敏感磁性材料好坏的一个性能是看当敏感磁性材料承受输入时，它的磁特性的变化是否迅速。该性能如用 P 表示，则

$$P = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dX} \cdot \frac{dX}{dt} \quad (7.1)$$

上式中， Q 表示 B_m 、 H_c 、 μ 或 W_c 等数值， X 表示温度、压力、放射线等敏感输入量， t 是时间。式 (7.1) 中 dQ/dX 表示当热、压力、放射线等作用在敏感磁性材料上时，材料的 B_m 、 H_c 、 μ 或 W_c 所发生变化的关系，所以它表示材料所具有的对于敏感输入的一种固有的性质。 dX/dt 是表示对于敏感输入来说，材料响应快慢的一个量。由此可知，为了提高敏感磁性材料的性能，不仅要提高式 (7.1) 所示的每一项的数值，同时还要注意两项的乘积要大，这一点是很重要的。

下面为了具体说明式 (7.1) 的意义，设敏感输入是热量、 X 为温度 T 、 Q 为磁通密度 B_m 。这种情况的 P 就变成感应电势 e ，因此式 (7.1) 可重新改写为

$$e = \frac{dB_m}{dt} = \frac{dB_m}{dT} \cdot \frac{dT}{dt} \quad (7.2)$$

式 (7.2) 中， dB_m/dT 表示饱和磁通密度 B_m 随温度的变化关系， dT/dt 表示材料的温度响应性。图 7.2 用曲线定性地说明了式 (7.2) 的关系，由图可知， B_m - T 特性和 T - t 特性，这两条特性曲线都与所得的检测量 e 的大小相关。

表示敏感磁性材料的 X 与 Q 的关系曲线有两种类型比较重要，一种是在 x 指定值附近 Q 值急剧变化，而 X 为其他值时 Q 值几乎不变；另一种是 X 与 Q 的关系基本上按比例增加或减少。可以认为前一种特性适用于控制、信息和能量变换，而后一种特性适用于测量和控制。图 7.3 中定性地画出了这些特性。一般，该图中 (Ⅲ) 所示的曲线的情况较多。目前，要获得曲线 (I) 的特性比较困难，而要获得 (Ⅱ) 的特性并不太难。

在磁性传感器中使用敏感磁性材料时，当敏感输入而引起磁

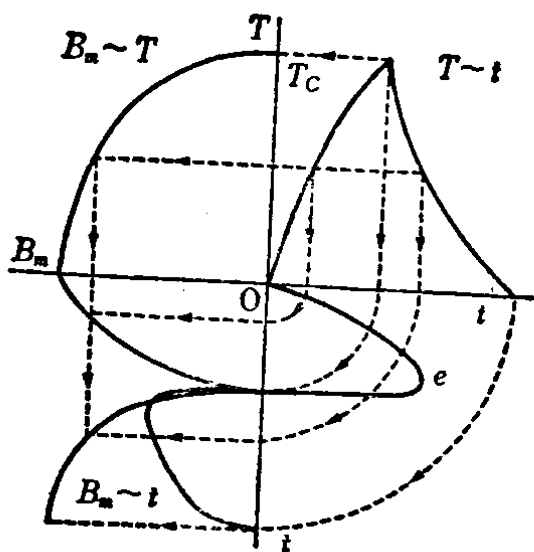


图7.2 式(7.2)的关系的说明图

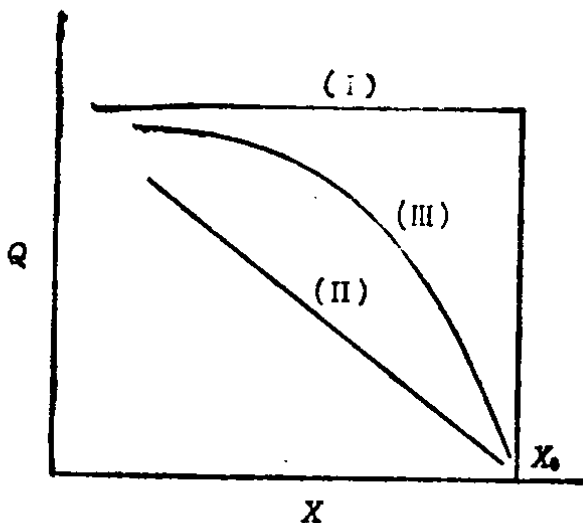


图7.3 敏感输入产生特性变化的基本形式

性能的变化可通过不同的方式加以利用，基本形式可分为下列三类。

(1) 将敏感输入所产生的磁性能变化，通过交流励磁加以调制放大的方式；

(2) 将敏感磁性材料与直流励磁回路或永久磁铁组合在一起，利用敏感输入引起的磁性能变化，使磁通的大小或方向发生变化的方式；

(3) 对磁性材料射入射线，然后检测输入射线经反射或透射后所发生的变化的方式。

图7.4(a)和(b)是属于第一种方式，图(a)是串联励磁方式，图(b)是并联励磁方式。如前所述，一般材料的

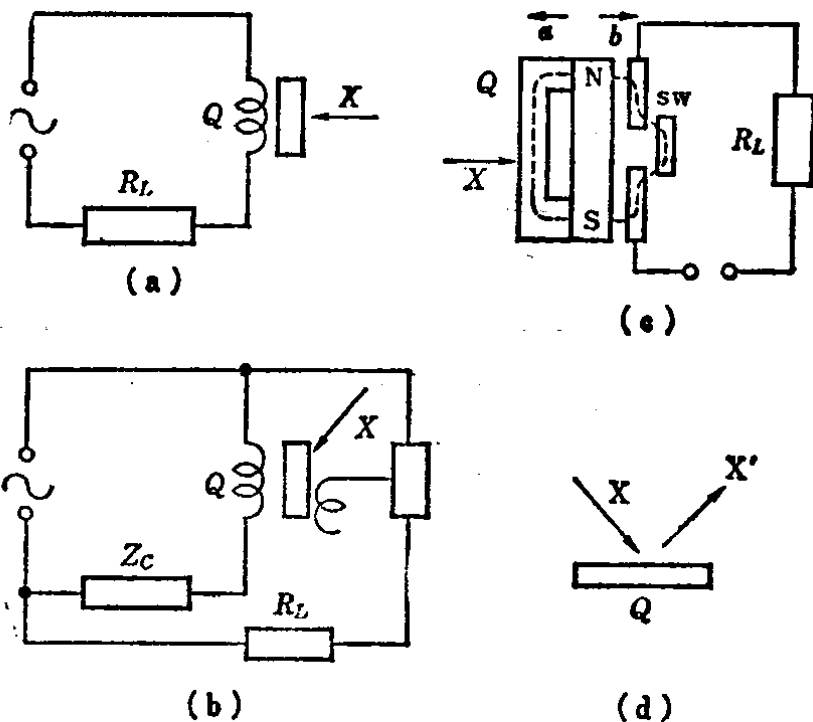


图7.4 敏感量的检测方法

dQ/dX 较小, 因此作为传感器就希望 dX/dt 要大一些, 根据这个理由, 图 (b) 所示的并联励磁方式比较实用。图 7.4(c) 是属于第二种方式。该图中用永久磁铁来代替直流励磁输入, 图中正常情况下主磁通通过 a 侧, 当敏感输入时使 a 侧的磁性能变差, 则主磁通大部分通过 b 侧, 因此使一直断开的开关 SW 闭合, 给负载供电。这个方式的优点是电路中不需要线圈, 另外在正常情况下不供电, 结构极其简单。图 7.4(d) 是用于输入量为光线的情况, 其优点是磁特性的变化通过非接触方式就可测得。

在由于敏感输入而引起磁特性变化中, 似乎 B_m 、 H_c 、 μ 等量用得比较多, 可以预料将来铁损 W 的变化也能利用。

二、各种磁性传感器

1. 温度测量 研究一下各种磁性材料的温度与其饱和磁化强度的关系, 大致可分为图 7.5(a) 和 (b) 所示的两种类型。

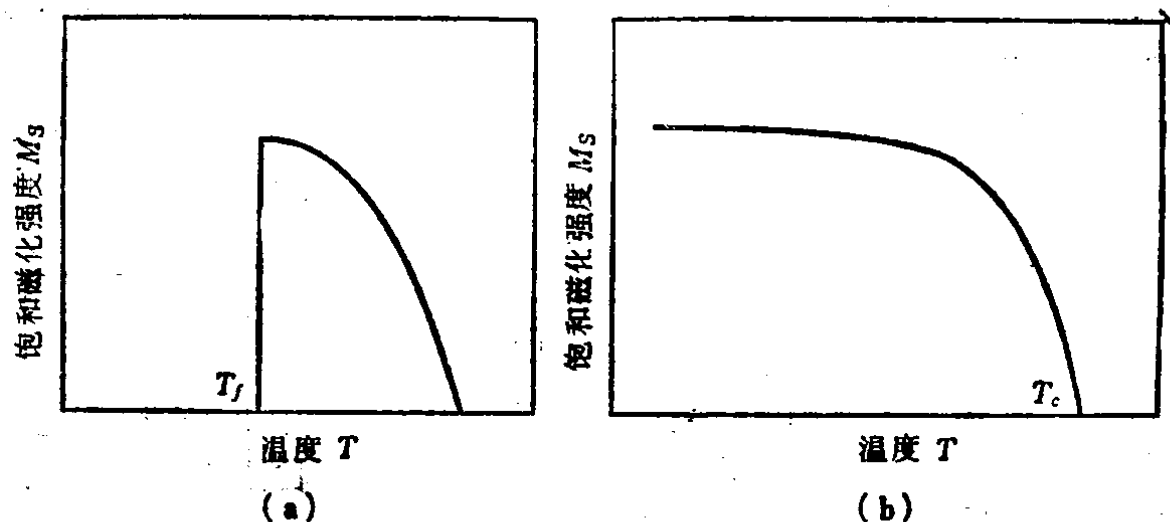


图7.5 磁性材料的温度和饱和磁化强度的关系

图 (a) 所示的特性是在某一温度下磁化强度发生急剧变化这种磁一次相变现象, 而图 (b) 所示特性是在居里温度下失去铁磁性的所谓磁二次相变现象。

目前在电机电器中所使用的磁性材料具有图 (b) 所示的特性, 它的居里温度 T_c 一般在 $400 \sim 500^\circ\text{C}$ 以上, 所以在常温附近使用这些磁性材料时, 其磁性能可认为基本上不变。与此相反, 如果能获得一种材料, 其温度 T_c 或温度 T_j 处于常温附近比较低

的温度范围内的话，那么在 T_c 或 T_f 附近若稍微有一点温度上升或下降，就会伴随着产生较大的磁特性的变化，这种现象可用来制成温度传感器。

表 7.1 所示是在以往有关感温磁性材料应用的报告中所使用过的磁性材料的实例，它们的居里温度是从 -20 到 150°C 左右。其中 Mn-Zn 系的铁氧体是广泛使用的一种材料（商品名称叫沙莫拉依特サーモライト）。

表7.1 使用的感温磁性材料举例

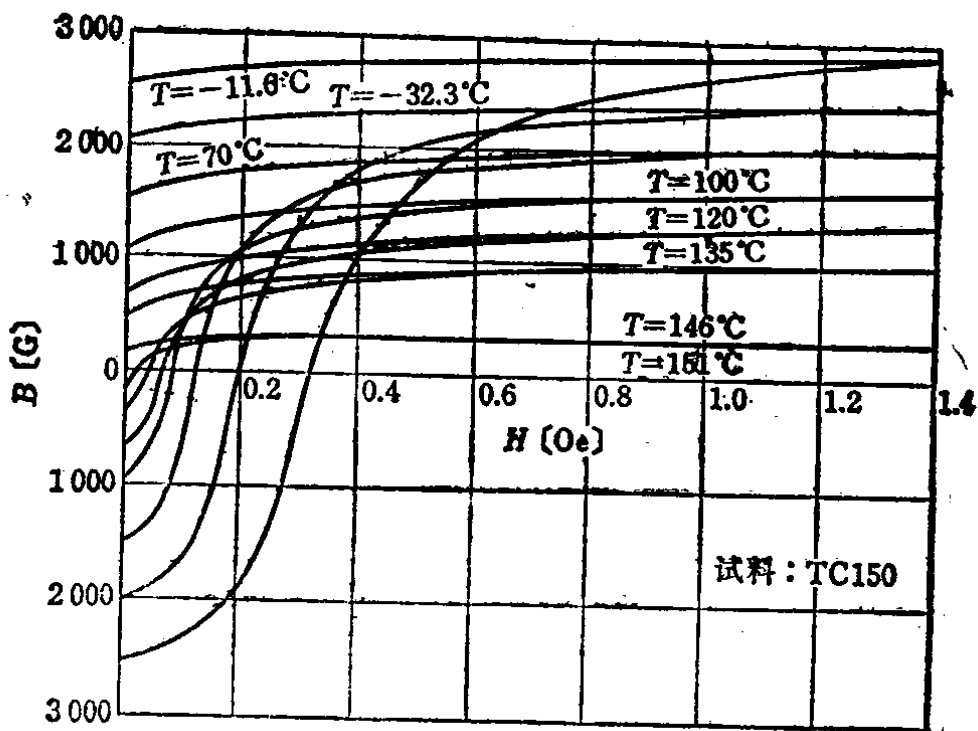
分 类	成 分
铁 氧 体	Mn-Co系、Ni-Zn系、Mn-Zn系
合 金	Fe-Ni-Cr-Si、Fe-Ni-Co-Cr、Ni-Cu
薄 膜	MnBi、CoP
非晶材料	Fe-Co-Ni-Si-B系
磁 流 体	Mn-Zn系

图 7.5(a) 所示的磁一次相变的磁性材料，已经发表的有 FeRh 合金、 $\text{Mn}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Sb}$ 单晶等，大家都注意这些材料的应用情况，但由于在实用上还存在着一些问题，所以还没有到应用的阶段。

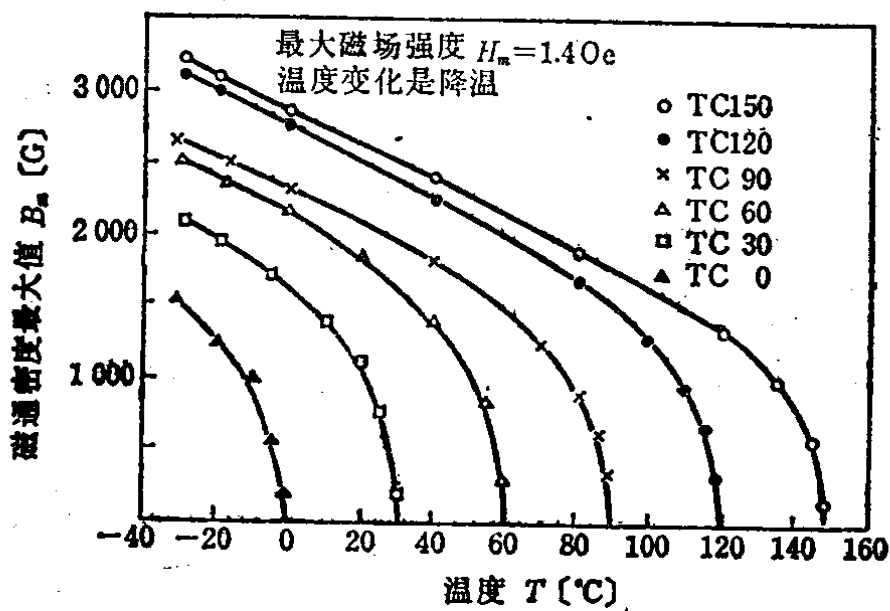
图 7.6 所示是环形锰锌铁氧体测量的结果，图 (a)、(b)、(c)、(d)、(e) 分别表示磁滞回线、饱和磁通密度、矫顽力、磁导率和磁滞损耗随温度而变化的关系。

下面简单地叙述到目前为止已经实用、或提出方案的采用感温磁性材料的温度传感器，就几种主要应用实例的特征进行分析。

(1) 感温舌簧开关 将锰锌感温铁氧体与永久磁铁组合后装在舌簧开关上而构成，这样舌簧开关能在居里温度上下变化时断开和接通。这种开关最初由日本提出，现在已在世界上广泛使用。图 7.7 所示是它的构造和动作情况。根据永久磁铁和感温铁氧体的组合方法不同，这种舌簧开关有两种动作，它可以在居里温度以下断开或者闭合，而在居里温度以上闭合或者打开。永久磁

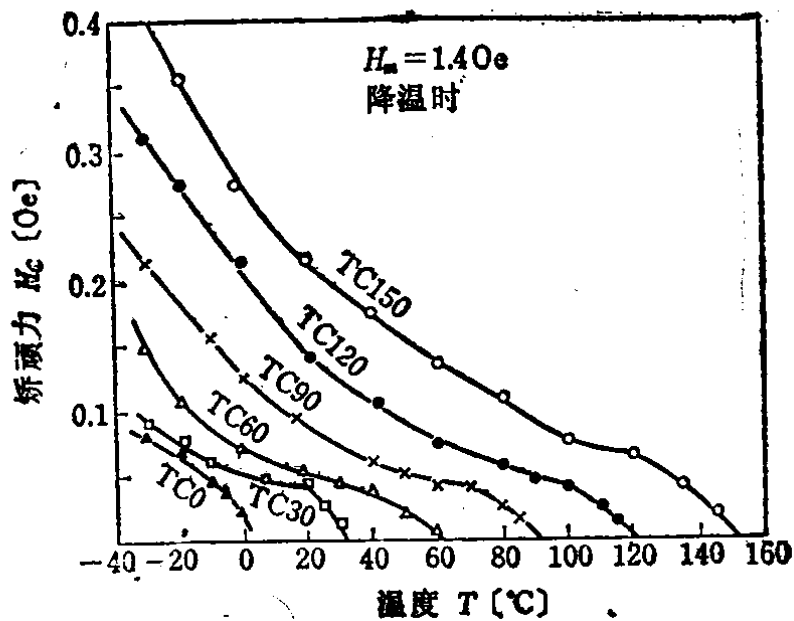


(a) B - H 曲线的温度变化

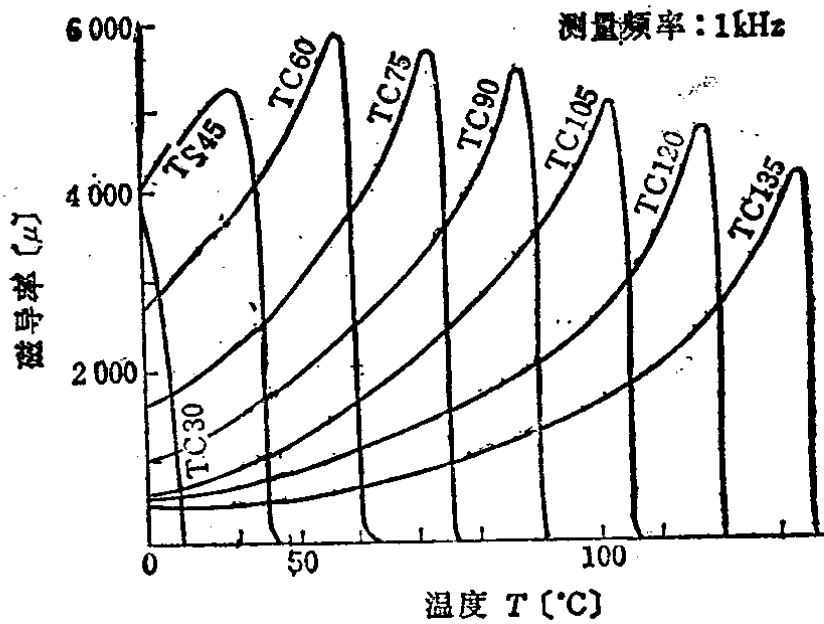


(b) 饱和磁通密度的温度变化

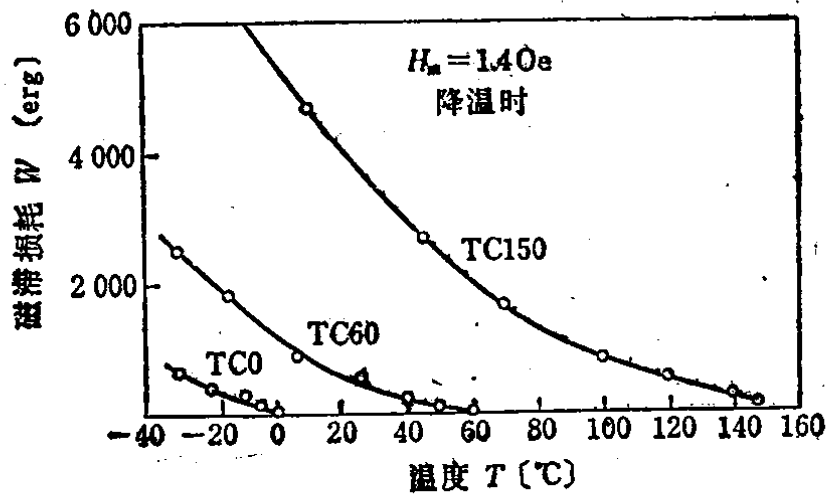
图7.6 锰锌铁氧体



(c) 矫顽力的温度变化



(d) 磁导率的温度变化



(e) 磁滞损耗的温度变化

的温度特性

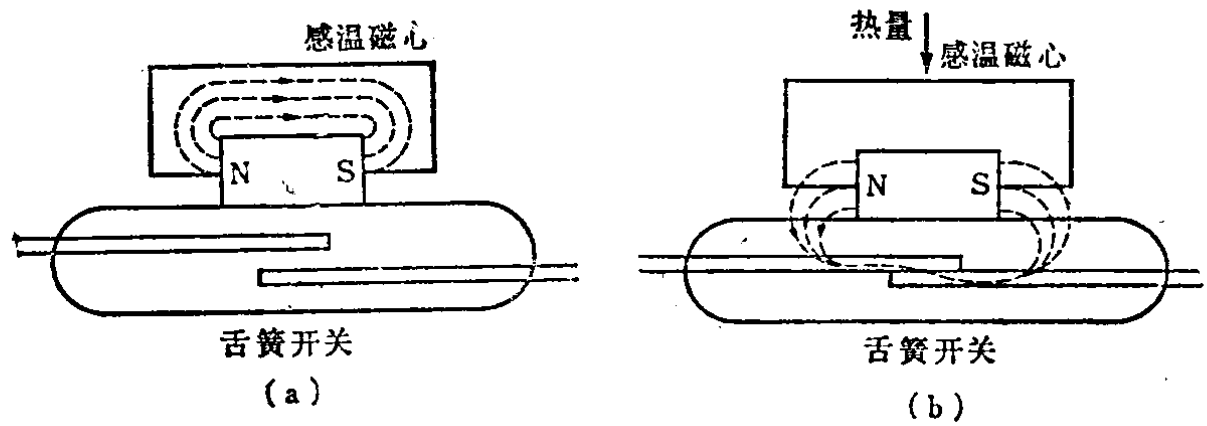


图7.7 感温舌簧开关的动作说明图

铁一般使用钡铁氧体。

这种开关没有线圈，构造极其简单，所以可靠性和耐腐蚀性都很好，在防止汽车过热、热水锅炉或热水器的温度检测、电子加热保温瓶或加热器的过热监视或者冷却风扇的异常停止监视等方面作为简单而又比较正确的温度传感器来使用。

(2) 由感温铁氧体和晶闸管组成的温度开关 由于舌簧开关的电流容量不太大，所以用于大功率回路的温度检测和控制就比较困难。为适合这种情况使用，可采用锰锌铁氧体和半导体控制元件组合使用的方法，图7.8是它的基本回路。

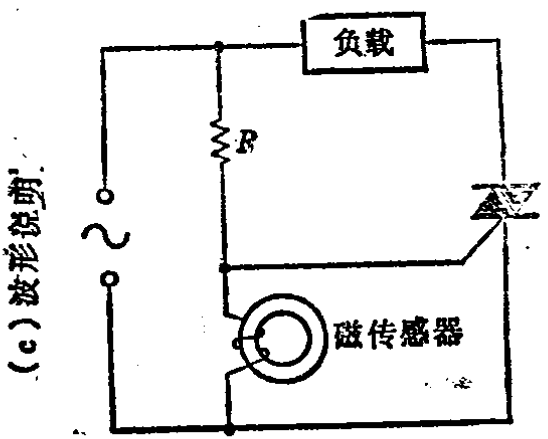


图7.8 感温固体开关的基本组成

感温磁心在居里温度以下时，包含这个磁心在内的回路处于过饱和励磁，于是产生脉冲电压，使双向晶闸管元件闭合，电源对负载供电。当感温磁心一旦处于居里温度以上，则磁心磁通消失，脉冲电压变为零，双向晶闸管断开，使负载的电流切断。

(3) 利用感温磁流体测量温度 在图7.9中，将某种随温度上升而磁通会线性减少的磁流体涂在被测物表面上，只要用检测线圈测出其磁通值，就可以比较简单地测出其温度。这种方法适用于从外部来检测密封管道内有害或有毒液体的温度，或想要

测定复杂形状物体的表面温度分布等场合。图 7.10 是该测量计的特性举例。

2. 应力测量 应力传感器是以应力→变形→磁场的形式进行的一次变换，当然也可以再利用二次变换，得到与应力成比例的电压输出，但一般是利用磁致伸缩效应来进行应力测量。磁致伸缩传感器多用于检测 1000kg 以上的重物重量，材料可以用铁、镍、钴等金属或包含这些金属的合金，也可用铁氧体等磁性材料，但现在一般采用磁致伸缩系数较大的趋向硅钢片。图 7.11 (a) 所

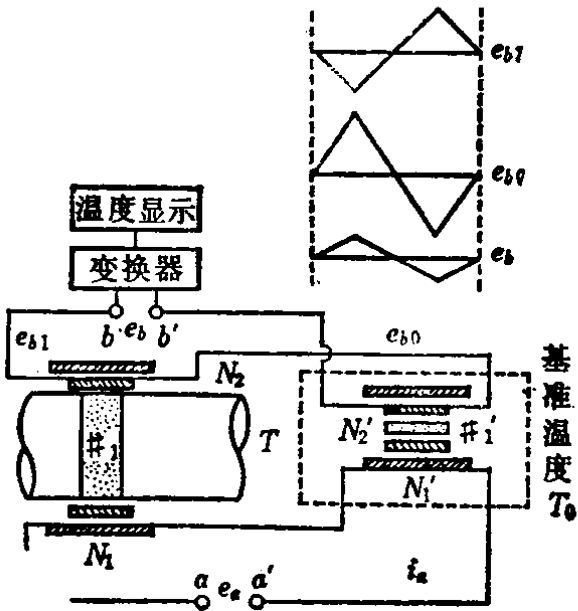


图 7.9 利用感温磁流体测量温度的基本组成

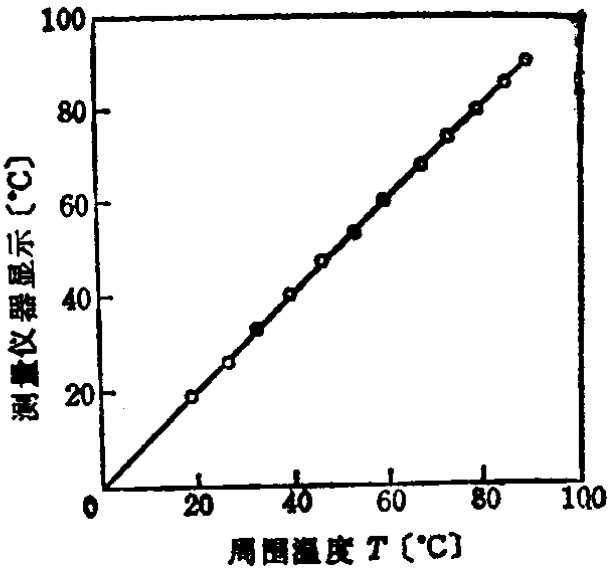


图 7.10 温度测量计的特性举例

示是基本回路。设所用材料是趋向硅钢片，若将其磁性能近似简化，则施加压缩应力为 σ 时，在图 7.11 (a) 的回路中所产生的输出电压峰值 E_m 可用下式表示

$$E_m = \frac{3\lambda_{100}R_0l}{2M_sN} \sigma \tag{7.3}$$

- 式中
- λ ——[100]方向的磁致伸缩系数；
 - M_s ——饱和磁化强度；
 - R_0 ——负载电阻；
 - N ——线圈圈数；
 - l ——磁心平均磁路长度。

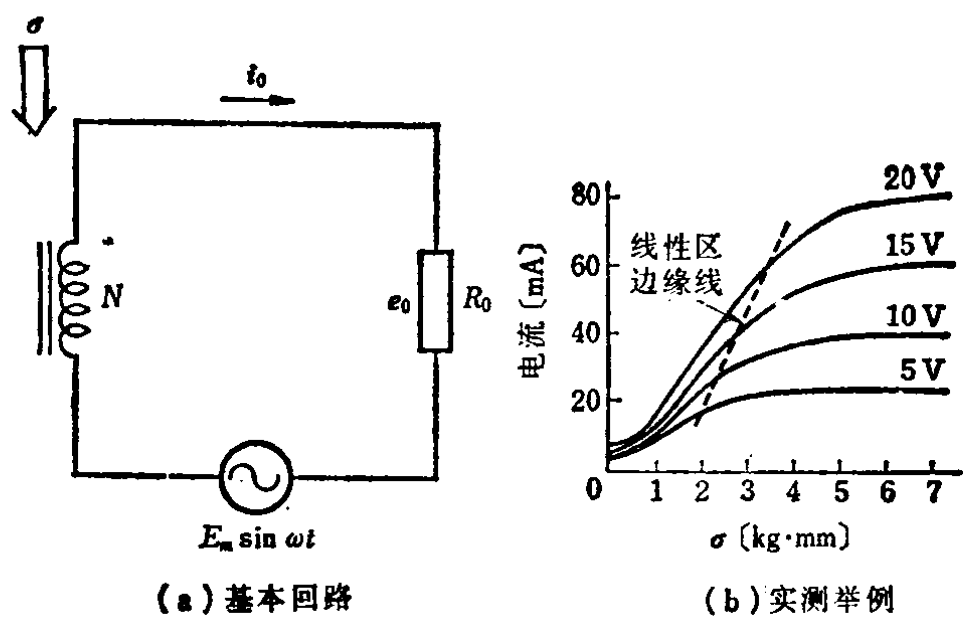


图7.11 应力测量的基本回路和实测举例

从式 (7.3) 中可以看出，应力与输出电压是成正比的。图 7.11 (b) 是其实验结果。磁致伸缩应力传感器，除了上面的以外，还有许多回路也已实用。例如，在硅钢片上开四个孔，在处于一条对角线上的两个孔周围加上交流激振磁场，而在另一条对角线上的孔中绕上线圈，这样就可以得到线圈输出与应力成正比的信号。这些磁致伸缩传感器的综合误差，包含线性和温度等因素的影响在内，一般为 1~2%，高精度的传感器其综合误差可做到在 0.3~0.5% 范围内。

最近发表了用磁致伸缩系数较大的铁系非晶磁性材料带研制成功高精度应力计的报导。即用非晶磁性带绕成环形磁心，在它的直径方向施加很小的外力，就使磁心的磁特性发生显著的变化。由这个磁心构成单磁心桥式多谐振荡器，就可将由应力所产生的磁性能变化转变为直流电压输出。图 7.12 (a) 为该应力计的基本回路，(b) 为其特性举例。

3. 转矩测量 要想非接触地测量旋转机械的转矩是相当困难的，如果采用磁心就可进行这种测量。

图 7.13 所示转矩传感器是利用互相垂直的磁路而构成的。图中驱动轴和负载轴上分别安装了杯形套管，在这上面装了若干对互相对齐的永久磁铁片。当负载轴上加上负载，轴就产生扭

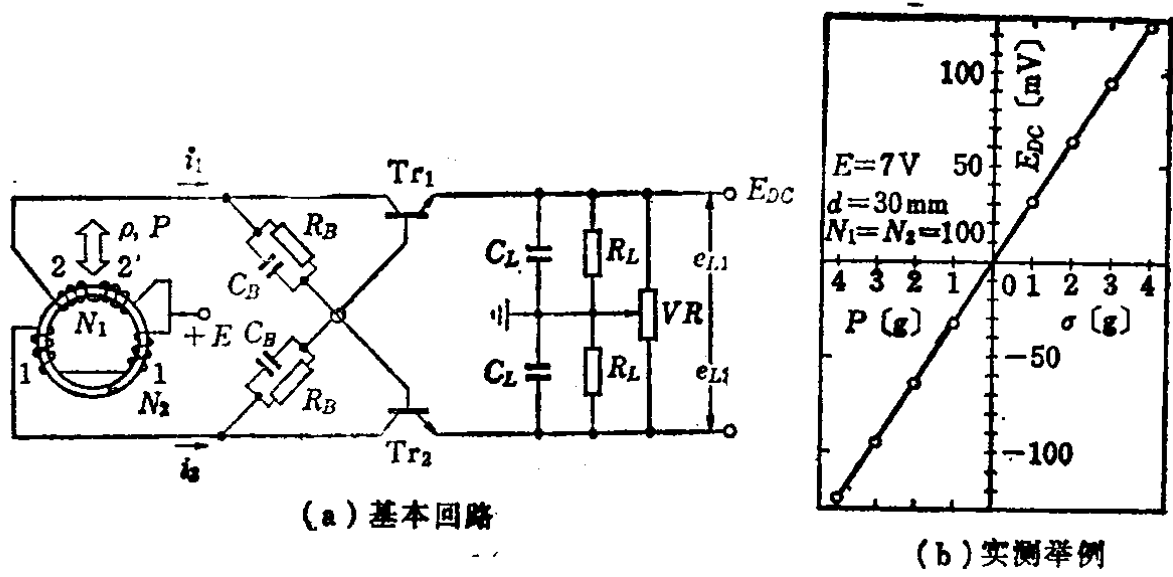


图7.12 采用非晶材料磁心的应力计基本回路及其特性

角，相对的磁极片的相对位置产生位移，于是在环形磁心上加上了偏置磁场。这样一来在环形线圈两端就产生感应电势，然后将这电势经过放大测量就可测定旋转转矩。

另外一种转矩测量的方法是用磁性材料来做旋转体的轴，当加上转矩时，产生磁致伸缩效应，利用这个效应来测量转矩。图7.14是它的原理图。当轴上有转矩作用时，在相对于中心轴的 $\pm 45^\circ$ 线上就产生张力和压力。这些力将引起磁阻不平衡，然后用两个U形线圈分别进行激振和检测，就可测量转矩的大小。这种方法的优点是可以直接利用实际工作的旋转轴，而且即使轴比较短而粗，以致不能获得较大扭角的情况下也能对转矩进行测量。但是通常轴在制造过程中仅仅注意到它的强度，而对其磁特性并不注意，因而轴的磁特性往往是相当不均匀的，因此由于扭转角而产生的输出信号变动

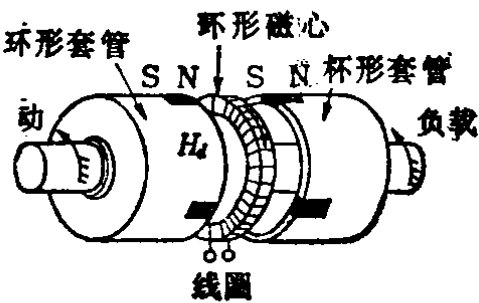


图7.13 采用坡莫合金环形磁心的转矩测量法

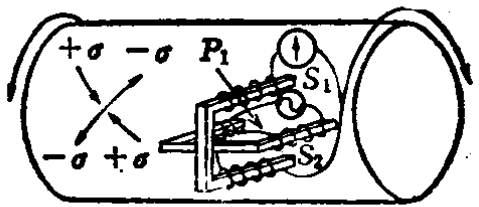


图7.14 利用磁致伸缩效应的转矩测量法

较大，这是它的缺点。

4. 转速测量 如果用磁心作为传感器，就可以比较容易地对转速进行测量。这里介绍一个最简单的方法。

图 7.15 是一个使用维冈德线 (Wiegand wire) 的复合磁线来进行转速测量的实例。这种磁线是一种直径较小的圆形截面磁线，芯线中的磁畴在 100e 以下的磁场强度作用下就可翻转，在芯线外围包了一层矫顽力为 20 至 300e 大小的磁性材料。它有这样的特点，若先将磁线沿长度方向磁化，然后再进行反向磁化时，会产生一个与磁化速度无关而幅值基本相同的磁芯感应电势。

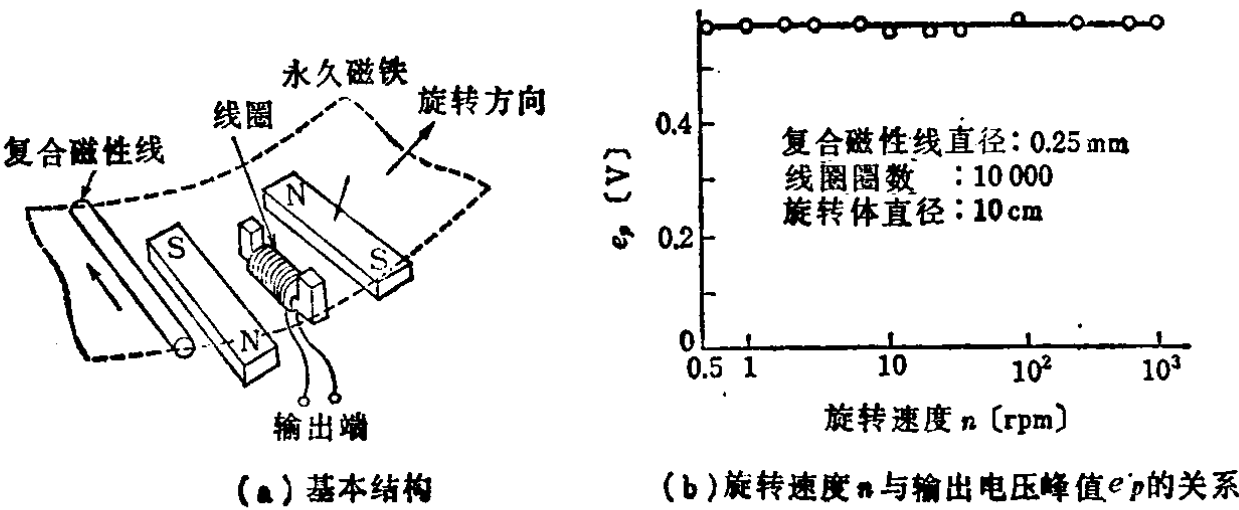


图 7.15 采用复合磁线的转速计

该图 7.15 的 (a) 是利用这种特性而构成的转速计结构，图中安装在旋转物体上的复合磁线将在线圈前面的永久磁铁作用下按箭头 \uparrow 方向磁化，然后随着旋转，复合磁线将通过线圈磁轭的上方，这时因极性相反的磁铁而产生反向磁化，这样在线圈两端就产生脉冲状的感应电压。这种方式的特点是从超低速旋转一直到高速旋转，所产生的脉冲电压幅值基本相同，而且不需要电源。图 (b) 为其实测举例。

5. 环境测量 随着公害加剧和安全标准提高，出现了对新技术的要求，因而磁性传感器也开始在环境测量方面获得应用。下面介绍两三个有意思的实例。

(1) 监视漏油或废油泄放 图 7.16 中，利用感温磁性材料居里温度来作为固定的存储数据，以检测油轮的漏油以及对废油违法泄放进行监视。在这种方法中，采用直径为百万分之一英寸的铁氧体粒子，将 11 种居里温度分别相差 10°C 左右的这种感温铁氧体粒子加以组合，形成约 2000 种左右的识别代码，然后将这些铁氧体粒子的混合物以 10ppm 左右的浓度加入到油轮的载油中，这样泄漏出来的油是哪一条船上的

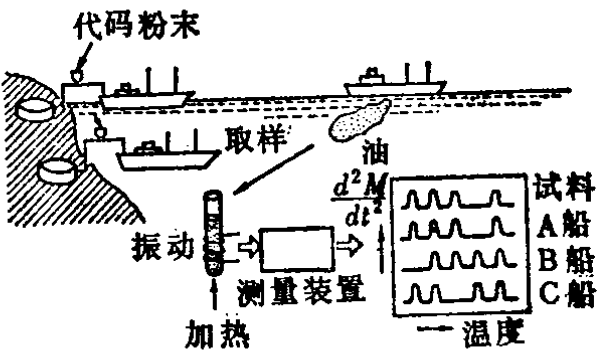


图7.16 用感温铁氧体粒子来检测油轮漏油及监视废油违法泄放

的，就可以进行识别。在日本也在进行这方面实用化的研究，但目前感温铁氧体的粉末化还存在问题。这个方法所采用的利用居里温度的不同组合以构成固定的存储代码的方案，今后有可能在别的场合也能应用。

(2) 氧气检测 很久以来就研究了用磁性能来检测氧气的方法，现在仍然广泛采用。气体中的 O_2 和 NO 是顺磁物质，它具有非常强的正磁化系数。本方法就是利用这个磁化系数之差通过磁场来吸引氧气，以检测氧气浓度。图 7.17 为检测器的一种形式。将被测气体通入环形玻璃管中，在水平方向安置了一条旁路管道，在这旁路管道上绕有桥式加热器，当在一个桥臂部分加以强磁场时，氧气就被吸入这旁路管道中，就在旁路管道中形成了气体流。由于这个缘故，在桥臂上就产生温差，并引起电阻差，这样就使电桥不平衡，而产生输出信号。这种情况下，气体流速与氧气浓度成比例，因而温度差以及电阻差也与氧气浓度成比例。这种传感器的响应时间约 20 s ，测量误差约 $\pm 2\%$ 以内。

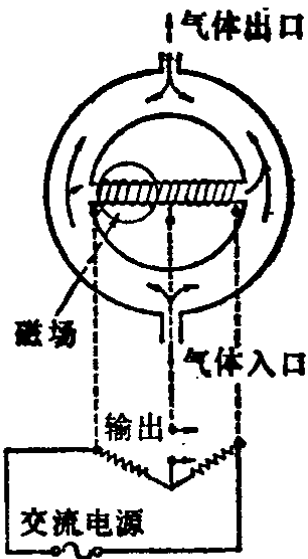


图7.17 氧气检测的基本回路

(3) 氧化和还原气体的检测 除上述外, 还发表了用磁性材料对气体进行检测的文章。例如在陶瓷制成的空心圆筒内绕有用白金丝制成的励磁线圈, 然后在线圈中插入由磁铁矿石 (Fe_3O_4) 或赤铁矿石 ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) 粉末压制成形的磁心。氧化气体通入磁铁矿磁芯的线圈, 而还原气体通过赤铁矿磁心的线圈, 就会使线圈的电感量发生变化, 因此只要测出电感的数值, 就可以检测出使磁特性发生变化的气体。应该说这项应用也是很有意思的。

(4) 中子的检测 金属磁心在中子的辐射下, 其 H_c 将成倍增加, 而磁导率将减少。另外也有资料说, 磁性薄膜在强中子辐射下各向异性会增加。因此有人提出, 利用这种磁性能的变化做成传感器, 然后通过电路将这变化量经过变换和测量, 就可以测出中子的强度或辐射量。

6. 电流测量 利用磁芯可以测量电流, 电流互感器 (CT) 可测量交流大电流, 如要测量直流大电流则是用由两个具有矩形磁滞回线的磁心而组成的直流电流互感器。这里介绍的是除了这两种情况以外的特殊电流测量方法。

(1) 电流瞬时值的检测 在电工学中, 常常需要这样一种电流互感器, 它能检测含有直流分量的电流瞬时波形。这种情况下, 为了不失真地再现电流波形, 就要求传感器有极其宽的频带范围。如果用具有矩形磁滞回线的磁芯, 就能做出这样的电流互感器。图 7.18(a) 是它的基本回路。这个回路的动作原理是与负反馈磁放大器相同, 它是通过控制回路使其成为限制磁化状态。图 (b) 所示为正半周的工作情况。假如设这里的磁芯特性为理想的矩形特性, 输出电流 i_o 的峰值要加以限制, 使得控制磁动势 $N_c I_c$ 与 $N_L i_o$ 相等, 这样就如图 (c) 所示, 使得斜线部分的面积相等, i_o 就成为具有持续时间为 T_L 的梯形波。在负半周时, 所得到的输出波形形状相同, 只是相位正好位移了 $\pi \text{ rad}$ 。因此, 在输出端出现没有纹波的电流, 其数值为

$$i_o = \frac{N_c}{N_L} I_c \quad (7.4)$$

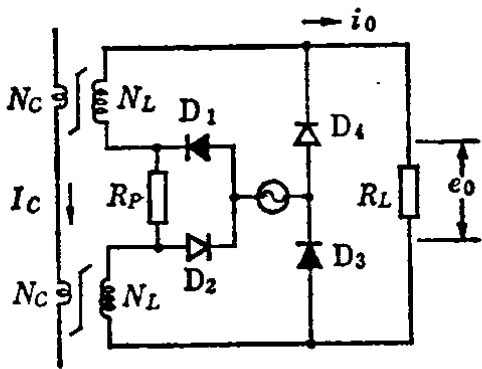
这个关系与电源电压及频率无关，在可以忽略磁心涡流效应情况下，可以不失真地再现电流的瞬时波形。根据资料介绍，这种情况的精度，包括测量仪器的误差在内，可达 $\pm 0.05\%$ 。

(2) 漏电流的检测

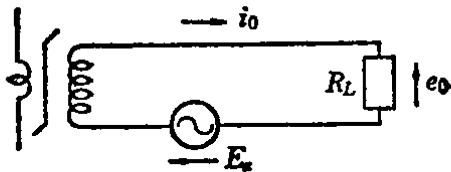
镍铁铝超坡莫磁性合金或Co系非晶磁芯的矫顽力 H_c 是非常小的，如果有效地利用这一优点，就可以用来检测微弱电流。只要将这种 H_c 非常小的磁性材料做成环形磁芯，在这磁芯上再绕上两个线圈，假如这两个线圈中流过差动电流，就可用差动的方式检测出相当小的电流差值。图7.19所示是一种应用的实例。图中，高磁导率非晶环形磁芯（井1）是传感器，它能检测出1mA左右的漏电流，并可报警。磁心（井2）是提供信号显示元件能量的变压器。此外，这个线路也可作为差动式高灵敏度的保护继电器来使用。

(3) 过电流的检测

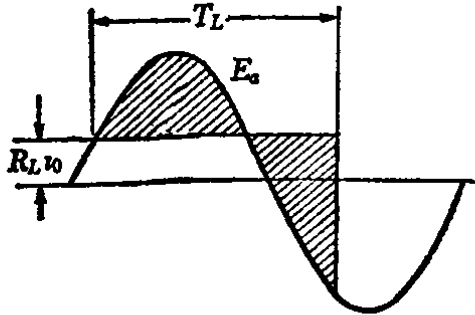
具有矩形磁滞回线的半硬磁材料，若把它的矫顽力相对应的电流作为给定



(a) 基本回路



(b) 正半周的等效回路



(c) 波形说明

图7.18 电流瞬时值的检测

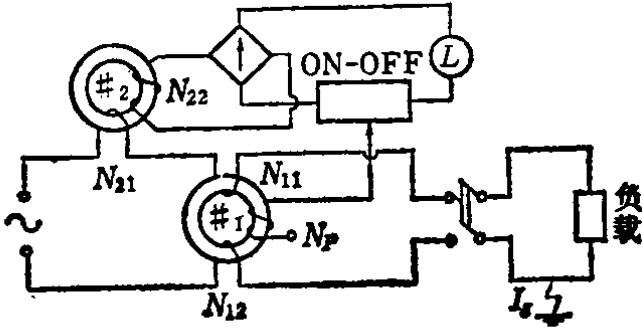


图7.19 漏电检测方法之一

值,就可用来进行过电流检测。图 7.20 就是根据这一想法所构成的过电流检测基本回路。图中的磁心具有矩形磁滞回线,是过电流传感器, N_1 是励磁线圈,有 1 圈或数圈, N_2 是过电流检测用线圈, R_L 是负载, ZVS 是零电压开关电路。当一加上电压 e_1 ,再将 ON·SW 开关闭合,这个过电流检测回路就开始动作。

根据负载电流 I_L 与矫顽力 H_c 相应的电流 I_0 之间大小的关系不同,双向晶闸管的状态也不同。当 $I_0 > I_L$ 时,双向晶闸管导通;当 $I_0 < I_L$ 时,双向晶闸管断开。如果用矩形磁滞回线的半硬磁材料磁芯,只要选择不同 H_c ,就可很容易地

切断从几安培到几十安培的电流。矩形磁滞回线的半硬磁材料,除了上述用来检测过电流外,还有许多其它方面的应用。

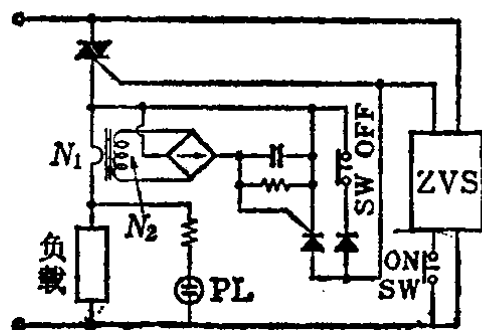


图 7.20 利用矫顽力的过电流检测回路

(4) 带温度记忆的过电流检测装置 本装置是用居里温度较低的非晶磁性材料制成薄片,将其直接通电或置于发热体旁边,这样根据其所受的温度与时间的乘积,材料会发生从非晶状态向晶体状态过渡,利用其饱和磁通密度和矫顽力的数值的变化来进行过电流的检测与保护。这种方法的特点是由于加热而引起的特性变化是不可逆的过程,所以根据其使用方法可以推断出过去的一段时间内经过了如何的加热过程。

(5) 高压电流的磁光测量 将具有法拉第效应的材料放在被测电流所产生的磁场中,则利用穿过该材料的光线的偏振角可以测出该电流的大小,这种方法可用来测量高压母线的电流。图 7.21(a) 是该方法的原理图,图中利用激光发生器和反射镜将光束从地上引导到高压线的附近,然后通过 YIG(钇铁石榴石)这类具有法拉第效应的材料,就可以得到与高压线电流产生的磁场相应的旋转角 θ_F 。这种情况下,磁场与旋转角 θ_F 成正比,所以如果能测得光束的旋转角 θ_F ,就可测出高压电流的数值。这

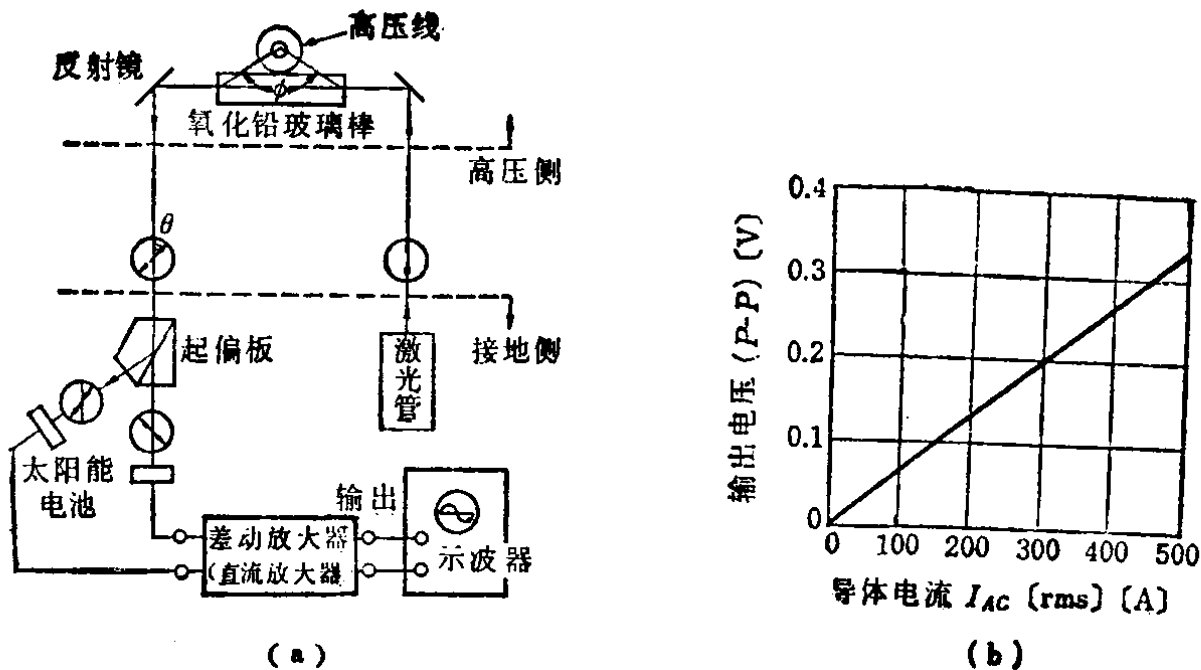


图7.21 高压电流的磁光测量

种方法的特点是可以非接触的方式来测量高压电流。

但是，在实用上还存在着温度特性的问题。如果设法在 YIG 中加入其它元素，可以提高其温度性能。据资料介绍目前可以做到 6×10^4 A、 $\pm 5\%$ 的精度，其使用范围在 $-20 \sim +60^\circ\text{C}$ 。图 7.21(b) 是测试的结果。

(6) 可观察的电流计 利用磁性薄膜的畴壁的运动，可以制造一种能用肉眼直接观察导体中电流大小的电流计。图 7.22(a) 所示的楔形磁性薄膜具有这样的特性，即矫顽力 H_c 随

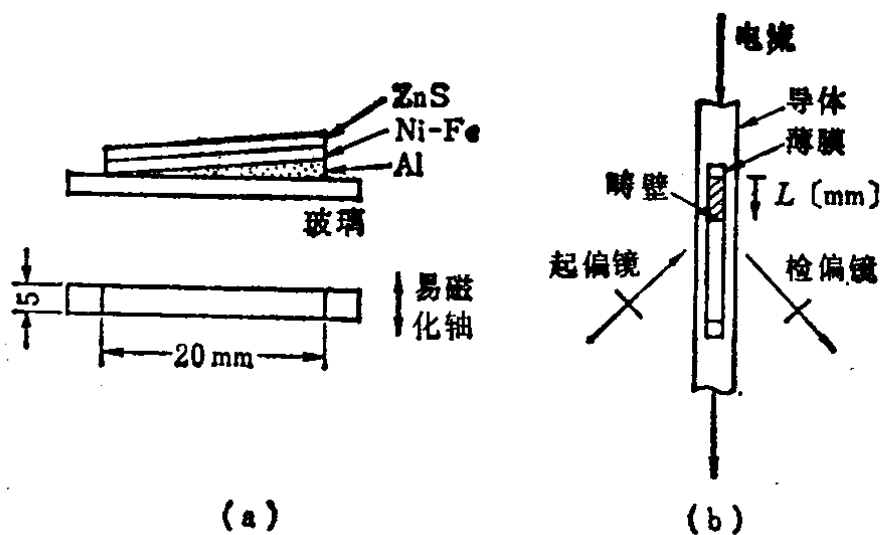


图7.22 可观察的电流计的构成

Al 膜厚的增加成正比地增加。如将这种结构的条形磁性薄膜粘贴在电线上, 由于在电线的表面会产生与电线中所流过的电流最大值相应的磁场, 这样畴壁就移动到薄膜上相应的矫顽力 H_c 的位置。如果用克尔效应来观察, 读取的畴壁的位置就可相当于流过电流的最大值。这是利用磁性薄膜的存储特性, 来读取所通过的电流最大值的一例。为了读取流过导体的直流和交流电流的瞬时值, 只要适当地加以偏置磁场就能测量。

7. 弱磁测量 最近以生物体测量为主, 在很多方面要求测量各种微弱磁场。目前对于要求有接近伽马 (10^{-5}Oe) 的分辨率, 能在温度变化较大、且干扰严重的恶劣环境条件下测量磁场时, 一般采用磁通门磁强计。图 7.23 是它的基本回路。图中 (a)、(b) 和 (c) 是平行磁通门形, (d) 是垂直磁通门形。图中的 I_E 是励磁电流, I_E 要足够大, 以保证磁心充分饱和。励磁频率的选择, 在磁心涡流损耗能够允许的范围内, 希望尽可能要高一些。在平行磁通门中, 由于外加磁场 H_{cx} 的作用, 磁芯 A 和 B 每隔半个周期饱和而产生不平衡, 这样就在输出线圈上产生二次谐波的交流输出电压 e_0 。在垂直磁通门中, 由于外加磁场 H_{cx} 的作用, 就使正负半周中磁化的速度不一样, 因此产生输出电压 e_0 。不论哪一种方式, 其分辨率基本相同。从使用方便来说, 一般采用平行磁通门。从磁心配合来说, 图 (b) 所示的环形磁心较简单, 因此广泛采用。

提高分辨率要受到畴壁移动而产生的干扰的限制。因此希望材料的矫顽力要小、磁致伸缩要小。实用上多采用镍铁钼超坡莫

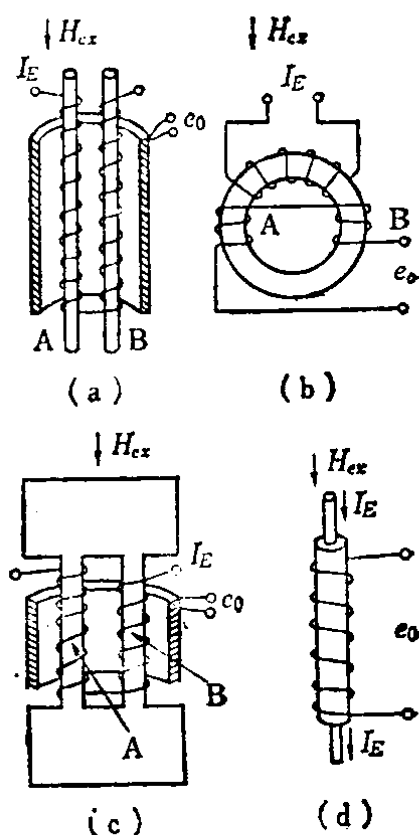


图 7.23 磁通门磁强计的基本回路

(a)(b)(c) 是平行磁通门 (d) 是垂直磁通门

磁性合金，特别是钼坡莫合金的性能更好。

磁通门磁强计若加以一些改进，就可作为从外部来检测高炉铁水流动的高炉用传感器来使用，或用以检测埋在道路下面的运行车轮，也可用来检测钢铁结构的残留磁场以进行非破坏性的预测，其应用范围是很广泛的。

8. 其它应用 以上所述是直接利用磁性材料的特性变化而制成的传感器。

另外磁性传感器还可采用其它的方式，如将其它的未知的磁芯靠近一标准磁芯，因此而使标准磁芯的电感发生变化，然后通过高灵敏度的变换电路将电感的变化转变为电流或电压的变化。

非破坏性检查就是这种应用的一个例子，如图 7.24 所示。因为碳钢的含碳量及抗拉强度都与碳钢的矫顽力大小有密切关系，所以如图 7.24 所示那样，只要用高斯计测量出碳钢线材的矫顽力 H_c ，根据这个数值就可判断出线材的抗拉强度是否正常，如超出指定范围就进行报警。这种方式可以在线测量，能迅速判断质量好坏，所以极其有用。

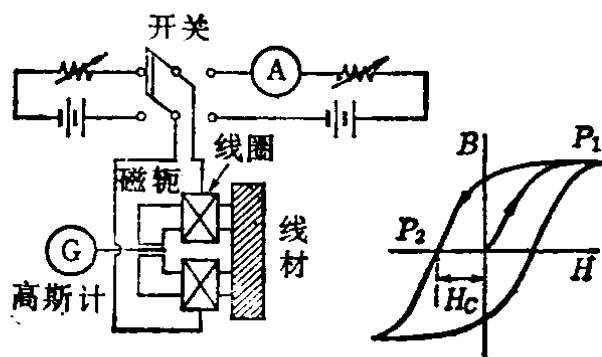


图 7.24 利用矫顽力与温度的关系对线材进行非破坏性检查

另有资料介绍，可采用特殊形状的磁极，利用它在钢材内部产生高频磁场，然后根据涡流大小也可以非破坏性地检测内部损伤情况。

根据同样的原理还可构成涡流速度传感器、位移传感器和长度传感器等，用来测量长度 x ，速度 dx/dt 等量。

这些传感器都有一个基准磁极，上面绕有励磁线圈，通过基准磁极总阻抗的变化就可检测出被测物体的位置和速度。

§ 7-2 磁性执行机构

一、基础知识

所谓磁性执行机构，是对可运动的磁性体或导电的非磁性体从外部加以磁场或运动的磁场，使这磁性体或导电的非磁性体按照要求沿指定的方向以某一个速度移动的这样一种机构，以往在电工各领域中广泛用在电磁继电器或电动机方面。但是最近，除电动机和电磁继电器外，随着一些新的电工学领域的发展，如磁悬浮、导电流体输送、电磁搅拌等，磁性执行机构在电力应用的各个领域又有了许多引人注目的新的研究成果。

导电物体的磁力驱动，它是靠电磁感应而产生的感应电流和磁场之间的电磁力 $f = i \times B$ 的作用来进行。这里所提到的多数情况，不像感应电动机那样有一个使感应电流流动的闭合回路，这里的感应电流多数是分布系统。

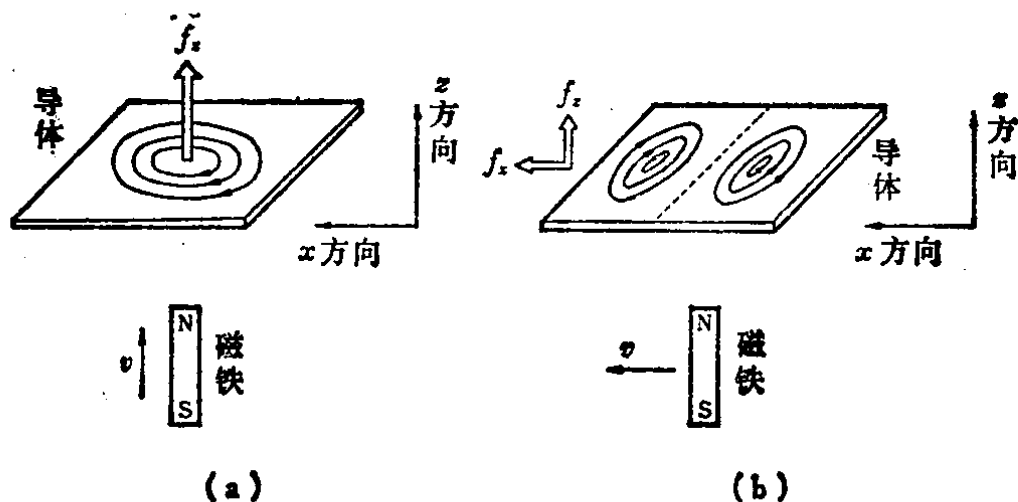


图7.25 感应电流与电磁力的关系

(a) 磁铁以速度 v 沿垂直方向接近 (b) 磁铁以速度 v 平行移动

试用图 7.25 来说明由于电磁感应所产生的电磁力。图 (a) 中磁铁以速度 v 沿垂直方向接近导体铜板，这时在铜板中流过同心圆形状的涡流，这个涡流 i_0 与磁感应强度 B 之间产生了电磁力 $f = Bi_0$ ，于是铜板受到一个向上浮起的力 f_z 。而在图 (b) 中，若将磁铁沿铜板平行的方向移动，将产生如图所示的涡流，铜板将受到与磁铁移动方向相同的驱动力 f_x 。

这种由感应电流而产生的电磁力，大致可分为驱动力、制动力和悬浮力三种，在各种不同的领域中获得广泛应用。实际使用时，往往用运动的磁场来代替磁铁的运动，并通过控制这种运动磁场的强弱，来改变驱动力的大小和分布。

若导体不是铜板，而是水银、Na 或熔融的金属等流体，除了上述运动的磁场会产生驱动力之外，若所加磁场恒定，而给导电的流体直接通以电流的话，根据直流电动机的原理，同样也会产生驱动力。

二、各种执行机构

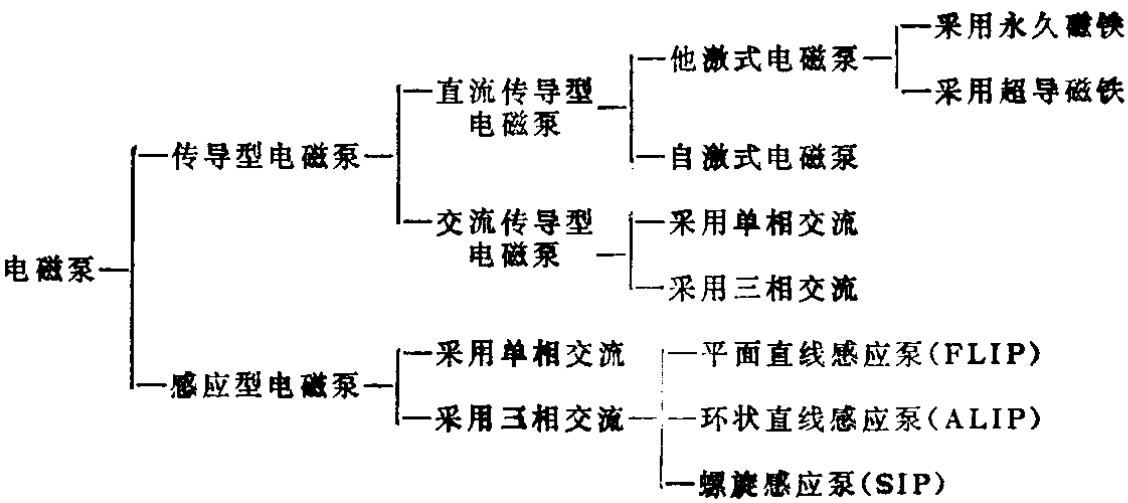
1. 导电流体的驱动 导电流体的驱动到目前为止仍然是采用电磁泵，它的优点是无可动部分，能非接触地驱动密闭管道内的导电流体，因而尽管其效率低，然而对于需要绝对防止放射性流体泄漏的原子能发电站来说是很适宜的，这方面的研究报告很多，受到了人们的注意。

最近，利用电磁泵的特异动作原理，可以用来作为电力系统的测量、控制或能量转换装置，或者用在化学冶金工业中对金属流体进行搅拌和流量控制，以节省劳动力和提高产品质量。因此电磁泵已不局限于原子能工业，而在许多工业领域中提出了许多新的应用课题。

电磁泵，如表 7.2 所示可分为两类，一类是与直流电动机或交流整流子电动机动作原理相同的传导型电磁泵系列，另一类是与感应电动机动作原理相同的感应型电磁泵系列，它们各具有不同的特点，下面就代表性的电磁泵概要地加以说明。

图 7.26 是传导型电磁泵的基本结构。如图所示，当电极和磁极线圈上加上电压，使磁通和电流互相垂直，这样就产生了流体压力 P ，方向如箭头所示，在这个力的作用下驱动管道内的导电流体运动。传导型电磁泵可以简单而且连续地对流量进行控制，适用于包括高电阻高粘性的金属液体在内的一切导电流体。特别是用超导磁铁来做磁极的直流传导型电磁泵，效率可达 80% 左右，作为导电流体的驱动泵效果是很好的。另外一种磁通和电流

表7.2 电磁泵的种类



交变的交流传导型电磁泵，由于存在涡流，效率最大只有 15% 左右，但是因为用变压器，比较容易获得低电压大电流的电源，由于有这一优点，所以它适用于小规模 的实验设备。

感应型电磁泵通常使用三相电源，利用定子三相绕组产生运动的磁场，在运动磁场作用下导电流体中要产生感应电流，磁场与感应电流的相互作用就驱动流体运动。

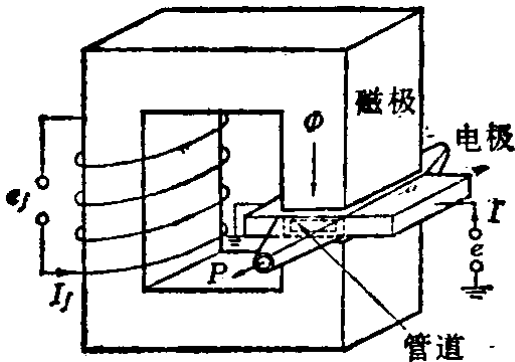


图7.26 传导型电磁泵的基本结构

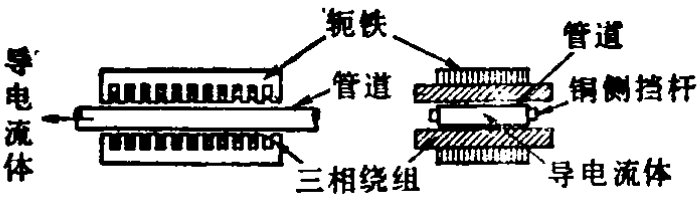


图7.27 平面直线感应泵 (FLIP)

图 7.27 是平面直线电磁泵 (FLIP) 的结构示意图。方形截面管道安装在定子当中，定子上绕有三相绕组，这种结构适用于压力较低的大流量电磁泵。

图 7.28 是环状直线电磁泵 (ALIP)。它由两个同心圆筒形成的管道、成放射状布置的定子和内部铁芯构成。其特点是强度

高、性能可靠、比 FLIP 要小而轻等。

图 7.29 所示为螺旋感应泵，其结构是将螺旋管道和内部铁心插入感应电动机中，以代替感应电动机的转子部分。这种结构适用于压力较高而流量较小的电磁泵。

(1) 原子能电站的应用 这方面的应用例子有利用电磁泵作为原子能反应堆液体燃料运输用泵，有作为实验用再生炉 (EBR-11) 一次侧钠冷却用泵等。这些都是用直流传导型电磁泵。在日本曾经试制了输入电功率达 350kVA 左右的 FLIP，它是用来作为日本高速再

生原子能反应堆“文珠”号的辅助反应堆冷却泵。这种情况下充分发挥了它能非接触地驱动密闭管道内导电流体的优点。

(2) 推进机械的应用 随着海洋运输装置的高速化，以及深海操作的要求，提出了一种新的推进方式的设想，那就是利用电磁泵的原理来研制一种电磁喷射推进机，至今已进行了许多方案的试验和研究。图 7.30(a) 和 (b) 是其中的两个例子。这些方案的优点是都没有传统的螺旋桨推进器那样的可动部分，在高水压下很容易保持密闭性能。图 (a) 是依靠置于 U 形管道中央的传导型电磁泵使水银发生往复运动，然后再依靠四个阀门的交替开闭转换为推进力。图 (b) 也是同样，只是它是将海水作为驱动流体而获得推进力的。

(3) 冶金化学工业方面的应用 在冶金工业中广泛应用按电磁泵同样原理而设计的电磁驱动装置，它是利用熔融金属的导电性工作的，这种装置能满足运输、搅拌、精炼和流量调节的自

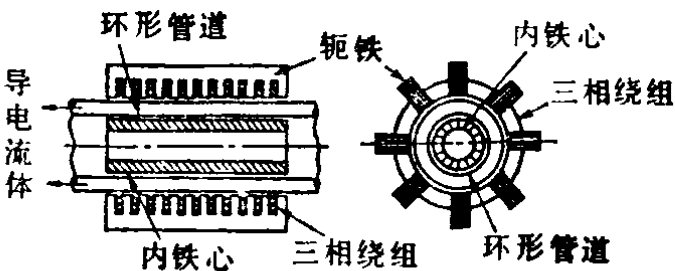


图 7.28 环状直线感应泵 (ALIP)

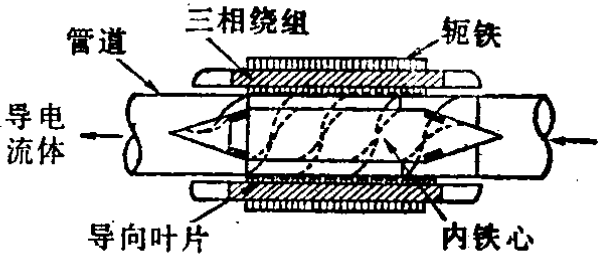


图 7.29 螺旋感应泵 (SIP)

动化要求。

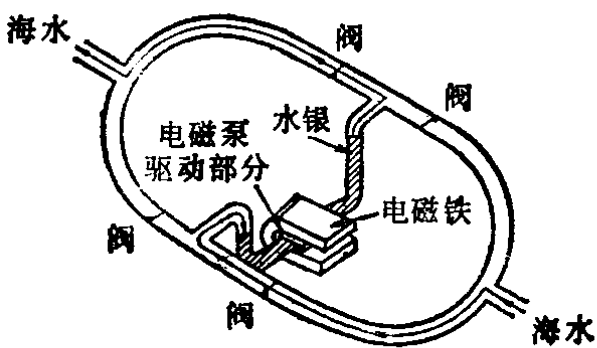
在熔融金属的浇注方面电磁泵特别适用，其中铸铁用浇注装置已经商品化。另外还有自动浇注机，它可以在不浇注时对熔融金属进行搅拌，以充分发挥电磁泵的作用。这些都是采用 FLIP 型。此外这种原理也可用于铅字铸造装置。

熔融金属进行搅拌，对于促进精炼反应、保证质量一致是很必要的，目前提出了许多电磁搅拌装置的方案。

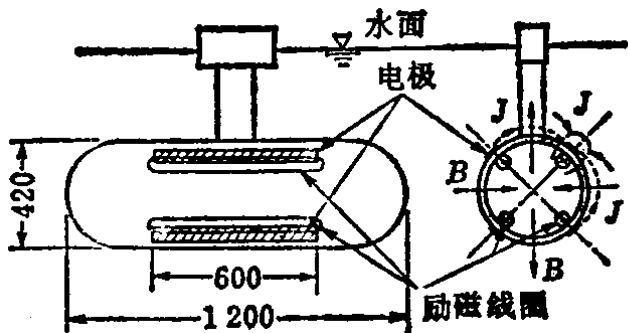
图 7.31 所示是根据传导型电磁泵的原理而构成的电磁搅拌装置，它是利用半径方向的磁场与轴向电流的相互作用，从而产生了圆周方向的力来进行搅拌。另外还有一种搅拌装置，它是利用熔化金属的电弧电流与三相旋转磁场之间的相互作用来进行的。

图 7.32 所示是利用电磁出铁槽进行生铁的炉外脱硫的方法。这是一个在改善产品质量的精炼装置方面采用电磁流体装置的一例。

此外，在用水银作为催化剂的化学工业中，也正在研究试图用电磁泵来代替迄今为止



(a) 液体金属的电磁喷射推进机



(b) 利用海水的传导形推进机

图7.30 推进机械的应用

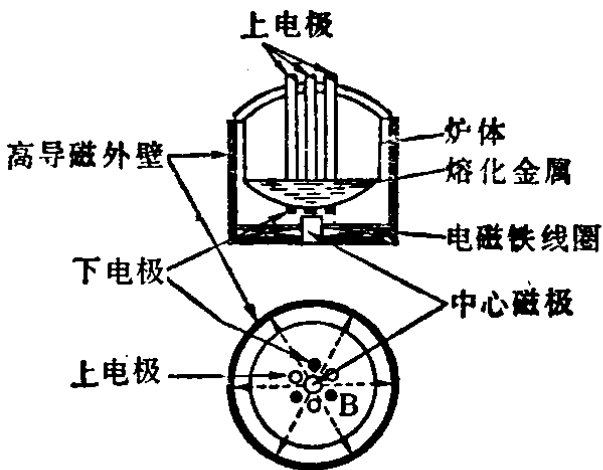


图7.31 传导型搅拌装置之一例

一直在使用的机械泵。如上所述，在冶金化学工业中电磁式流体驱动方式的应用最活跃也最先进。

2. 直线电机 直线电机是一种推力发生装置，它是将旋转电机的定子、转子和气隙分别拉伸成直线形，这样把原来的旋转传动能量就成为直线运动能量。

直线电机可按其动作原理、构造和电源等进行分类，如表7.3所示。将表中各项分别加以组合，就可得到各种形式的电机，如三相感应电动型双侧式短转子方式等。其中直线电机车辆使用高速型，而一般工业上使用的是低速型。

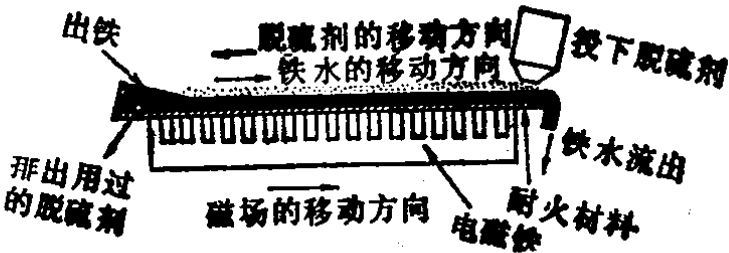


图7.32 利用电磁出铁槽对生铁进行炉外脱硫

表7.3 固体直线电机的分类

原理	构造			电源	速度
	形状	定子	磁通方向		
感应型	平板式	短定子方式	轴向磁通	三相	高速型
同步型	单侧式		(axial flux)	两相	(大推力连续)
	双侧式		横向磁通	单相	低速型
直流型	圆筒式	短转子方式	(transverse flux)	直流	(小推力间断)

下面就直线电机的代表性的应用加以说明：

(1) 利用超导的直线电机车辆 图7.33是日本正在进行试验的利用超导的直线电机车辆动作原理图。这种方式是采用同步型直线电动机，工频交流电源通过变电所的双向离子变频器对安装在图中导向轨上的导向·推进用线圈供电。这个电源的频率根据速度的要求来改变，运动磁场也由于供电频率不同而跟随速度而变。在导向轨两侧的地面上装有钢板底座，其上排列着许多悬浮用的短路线圈。另外，安装在导向轨上的导向·推进用线圈与悬浮用线圈的各自相对的位置上，都分别装有超导磁铁。

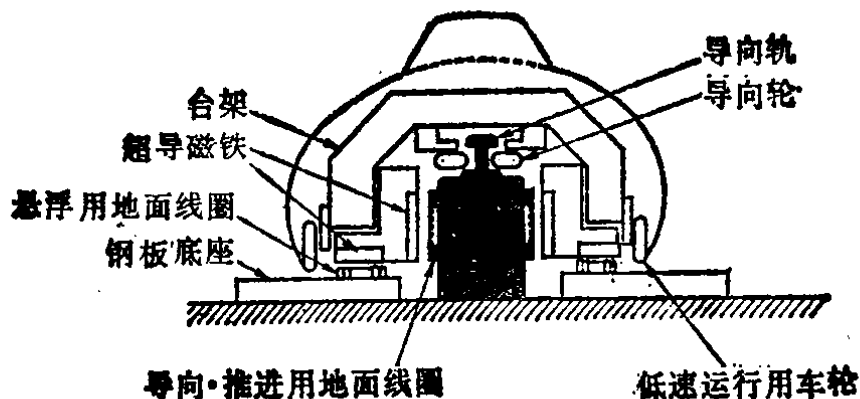


图7.33 超导直线电机车辆的断面图

在车体上，与导向轨相对的位置处安装了导向轮，它的作用是在前进方向上起导向作用。另外在下方还有低速运行用车轮，当车体前进速度较低、磁悬浮比较困难的情况下，与普通车辆一样可以用车轮前进。

这种方式，其车体支承是靠电磁力的非接触式支承，驱动力的传递也是非接触式的传递，因此据说速度可高达 500km/h 以上，且具有尽可能高的加减速速度而乘客仍无不舒服之感。这些优点是目前的铁道所没有的，可以预料将来的铁道将会采用这种方式。

(2) 采用一般导体的直线电机车辆 图7.34所示为采用一般导体的直线电机车辆的一个方案。

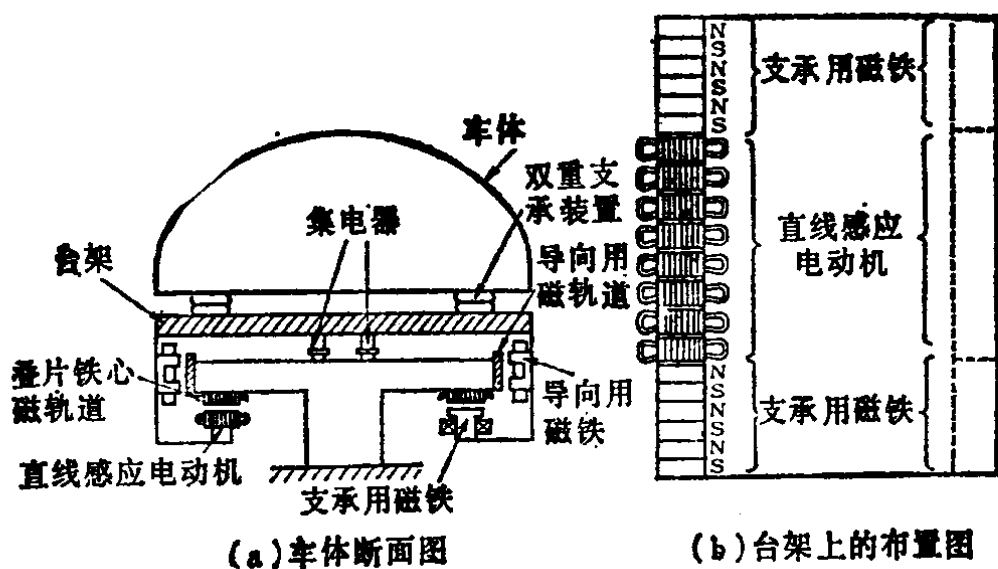


图7.34 一般导体的直线电机车辆举例

如图所示，轨道具有T形截面，在它的两侧装有导向用的磁轨道，在它下面装有叠片铁芯制成的磁轨道。车体通过支承装置装在台架上，通过架设在T形轨道上的集电器对列车供电。在台架下面，与叠片铁心磁轨道相对的位置处装有直线感应电动机和支承用磁铁。在台架的侧面，与导向磁轨道相对的位置处装有导向用磁铁。在直线感应电动机的前后也装有支承用磁铁，这支承用磁铁与感应电动机做成一体。支承用轨道是由叠片铁心组成，其中装有鼠笼线圈。磁铁的N极和S极互相交替放置。

上述这样的装置在电源供电后，首先依靠支承用磁铁的作用，使台架在吸力的作用下相对于T形轨道产生磁悬浮，然后由于直线感应电动机的作用产生推进力，导向用磁铁以防止横摇。悬浮和导向用磁铁是采用斩波方式分别进行控制，制动方式有两种，即直线电动机的再生制动和靠气压动作的导向用轨道的滑动制动。

(3) 其它方面的应用

1) 唱盘驱动 大家知道用直线电机来直接驱动电唱机的唱盘，只要很小的功率就可驱动旋转，而且振动小，可得到良好的音质。

图7.35 所示是采用直线电机的唱盘驱动机构。图中两个电磁铁A和B固定在底座上，将已经磁化的橡胶铁氧体磁铁装在唱

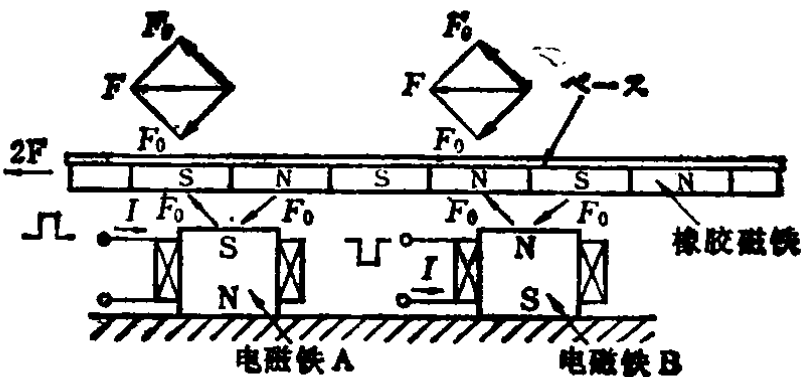


图7.35 唱盘驱动机构

盘的下面，安装时N，S极互相交替，且与电磁铁A和B相对。若电磁铁A和B如图所示被励磁，则在电磁铁与橡胶铁氧体磁铁之间产生排斥力 F_+ 和吸引力 F_- ，这样橡胶磁铁就受到 $2F$ 力矩向左移动，唱盘就随之旋转起来。磁铁每移动1小格，电磁铁A和B就反向励磁，结果仍然受到与前面情况相同的 $2F$ 力矩，所以唱盘就沿着同一个方向继续旋转下去。只要连续交替地对电磁

铁进行正反方向励磁，电唱机就旋转起来。

2) 磁分离的应用 在U形出铁槽的下部，若设置感应型单侧式直线电机，那么一旦在出铁槽中流过金属和非金属的细粒混合物，就可利用运动的磁场来进行金属和非金属的分离。

这种方法之所以能分离，是因为铁这类强磁性材料细粒和铜、铝等非铁金属材料细粒所受到的力矩，其大小和方向都不一样，所以这种方法也可用来将城市垃圾中所含的铁、非铁金属和有机材料进行磁分离。

3. 电磁继电器 对铁磁性可动片，如果施加或取消外部磁场，就可使可动片移动或恢复原位，这是很容易实现的。电磁继电器就是采用这种动作机构，目前在许多工程领域中获得了广泛的应用。

(1) 插棒式过电流继电器

图 7.36 所示为插棒式继电器的基本构造。如图所示，在下方有插棒式铁心，在铁心周围有输入电流线圈，线圈是装在磁轭中。

动作电流值的整定是通过最下方的螺丝来改变插棒铁心端部和极靴之间的距离而实现的。

(2) 枢轴式继电器 图7.37 是它的基本结构。如图所示，枢轴式可动铁片装在绕有线圈的U形或E形铁心上，利用可动铁片动作来形成磁路的开和闭。这种结构经常用于一般的继电器。

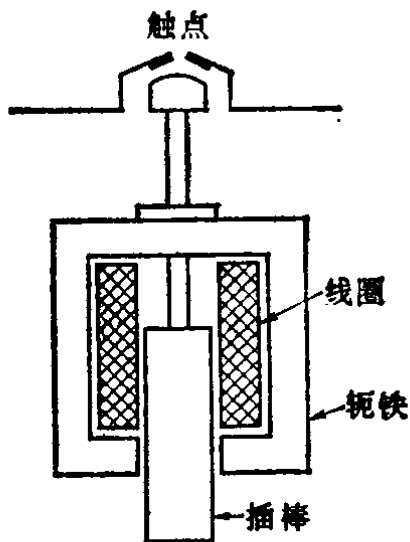


图7.36 插棒式继电器的基本结构

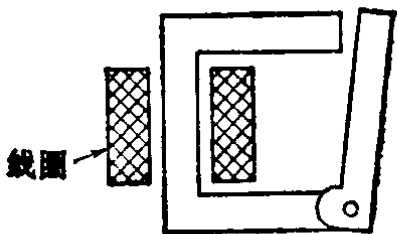


图7.37 枢轴式继电器的基本结构

练 习 题

〔1〕 试简要说明磁性传感器是一种什么器件？具有什么特点？

- 〔2〕 试叙述磁相转移现象。
- 〔3〕 试简要说明电磁泵的种类，及其各自的特点。
- 〔4〕 试说明直线电动机是一种什么装置，它按动作原理、结构和电源分为几类？

参 考 文 献

- 1) K. Murakami: The characteristics of ferrite cores with low Curie temperature and their applications, IEEE Trans. Magn. MAG-1 No. 2 p. 96~100 (1965)
- 2) U. Kato, M. Endo: The thermal reed switch, Proc., 21st. Annual National Relay Conference No. 19 (1973)
- 3) 村上: 感温磁性材料とその応用, 電気学会雑誌, Vol. 93, No. 2, p. 110~116 (1973)
- 4) 村上: 熱センサとしての感温フェライト, エレクトロ・セラミクス, p. 33 (1974)
- 5) 原田: 磁気センサ, 電気学会磁気応用常置専門委員会資料, Vol. 56, No. 5 (1979)
- 6) 毛利, 須藤: アモルファス環状磁心マルチ形高感度力・変位トランスジューサ, 電気学会磁気応用研究会資料, AM-79-21 (1979)
- 7) 桜井良文: 磁気応用回路, 第7章, p. 153, 日刊工業新聞社 (1973)
- 8) 菊地: 電磁ポンプの新しい応用について, 電気学会雑誌, Vol. 97, No. 9, p. 796~799 (1977)
- 9) 菊地, 江口, 山田: 最近のリニアモータの設計と応用, 総合電子リサーチ (1978)
- 10) 京谷: 超電導特集(超高速鉄道への応用), 電気学会雑誌, Vol. 94, No. 5, p. 400~407 (1974)
- 11) 穴山 武: エネルギー変換工学基礎論, 第3章, p. 82, 第5章, p. 172, 丸善株式会社 (1977)
- 12) 福田節雄: 保護継電器便覧, 第6章, 第14章, オーム社 (1961)

练习题略解

第二章

〔1〕 令式 (2.7) 的分母为 A , 并令 $x = g_J m_B J H / kT$, 则 A 为一等比级数之和, 该级数的第一项为 $\exp(x)$ 、公比为 $\exp(-x/J)$ 、项数为 $2J+1$ 。利用公式可得

$$A = \sum_{M_J = -J}^J \exp\left(-\frac{x}{J} M_J\right) = \exp(x) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{2J+1}{J} x\right) \right\} / \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{x}{J}\right) \right\} = \sinh\left(\frac{2J+1}{2J} x\right) / \sinh\left(\frac{x}{2J}\right)$$

式 (2.7) 的分子除以系数 $N g_J m_B$, 可得

$$\begin{aligned} - \sum_{M_J = -J}^J M_J \exp\left(-\frac{x}{J} M_J\right) &= J \sum_{M_J = -J}^J \frac{\partial}{\partial x} \exp\left(-\frac{x}{J} M_J\right) \\ &= J \frac{\partial A}{\partial x} \\ &= J \left\{ \left(\frac{2J+1}{2J}\right) \sinh\left(\frac{x}{2J}\right) \cosh\left(\frac{2J+1}{2J} x\right) - \frac{1}{2J} \cosh\left(\frac{x}{2J}\right) \sinh\left(\frac{2J+1}{2J} x\right) \right\} / \sinh^2\left(\frac{x}{2J}\right) \end{aligned}$$

下面的计算省略。

〔2〕 因为在 $4f$ 能级上有 14 个电子, 所以根据洪得法则 5 个电子的自旋全部平行, 因此有 $S = 1/2 \times 5$ 、 $L = 3 + 2 + 1 + 0 - 1 = 5$ 、 $J = L - S = 5 - 5/2 = 5/2$ 。根据式 (2.20) 可得 $g_J = 2/7$, 这样再根据式 (2.19) 求出 $S_{\text{Fe}^{3+}}$ 的磁矩为

$$m_s = g_J m_B J = \left(\frac{2}{7} \times \frac{5}{2}\right) m_B = \frac{5}{7} m_B = 0.829 \times 10^{-29} \text{ Wb} \cdot \text{m}$$

因为在 $3d$ 能级上有 10 个电子, 所以 4 个电子的自旋全部平行, $S = \frac{1}{2} \times 4 = 2$ 。设完全冻结, 则因 $L = 0$, 所以 $J = S$, 因此 Cr^{2+} 的原子磁矩为

$$m_S = 2 S m_B = 4 m_B = 4.64 \times 10^{-29} \text{ Wb} \cdot \text{m}$$

〔3〕 首先求单位体积的原子数 N 。摩尔分子数为 6.02×10^{23} , 可得

$$\begin{aligned} N &= (\text{摩尔分子数}) \times (\text{单位重量的摩尔数} = 10^3 / \text{原子量}) \times \text{密度} \\ &= 6.02 \times 10^{23} \times 10^3 / 58.9 \times 8.9 \times 10^3 = 0.91 \times 10^{29} \text{ m}^{-3} \end{aligned}$$

因此, 0 K时的自发磁化强度根据 $M_{s0} = m_s N$ 可求得

$$M_{s0} = 1.72 m_B N = 1.72 \times 1.16 \times 10^{-20} \times 0.91 \times 10^{20} = 1.82 \text{ T}$$

上面的计算中, 要注意一点, 在 SI 单位制^①中密度的单位是 kg/m^3 , 它是 cgs^{*} 单位制的数值的 10^3 倍。如用 cgs 单位制表示, 则

$$M_{s0} = \frac{1.82 \times 10^4}{4\pi} = 1450 \text{ Gs}$$

[4] 这个问题归结为在 $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$ 的条件下, 求使 $(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2)$ 为最大值 (E_s 为最小值) 的 α_i 。设 λ 为拉格朗日未定系数, 则这个问题就是求使下式为最大的 α_i 值

$$f = \alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2 - \lambda (\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 - 1)$$

根据 $\partial f / \partial (\alpha_i^2) = 0$, 可得 $\alpha_2^2 + \alpha_3^2 - \lambda = 0$ 、 $\alpha_3^2 + \alpha_1^2 - \lambda = 0$ 及 $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 - \lambda = 0$ 这三个关系, 将这三式相加则得 $\lambda = 2/3$ 。把前两式相加可得 $1 + \alpha_3^2 = 2\lambda = 4/3$, 所以最后可得 $\alpha_3 = \pm 1/\sqrt{3}$ 。同样 $\alpha_1 = \pm 1/\sqrt{3}$, $\alpha_2 = \pm 1/\sqrt{3}$ 。因此可以说明 $\langle 111 \rangle$ 是易磁化轴 (请读者说明 E_s 不是最大而是最小)。

$$[5] \quad \sigma_w = 2.5 \times 10^{-4} \text{ J}/\text{m}^2 = 0.25 \text{ erg}/\text{cm}^2$$

$$\pi \Delta_0 = 10^{-7} \text{ m} = 0.1 \mu\text{m} = 10^3 \text{ \AA}$$

$$[6] \quad Q = 7.8, \quad l = 0.65 \mu\text{m}$$

$$E_A = 1.2 \times 10^{-3} \text{ J}/\text{m}^2$$

$$E_B = 0.56 \times 10^{-3} \text{ J}/\text{m}^2$$

$$E_C = 9 \times 10^{-3} \text{ J}/\text{m}^2$$

$$w = 5.4 \mu\text{m}$$

[7] 为说明这个问题, 将式 (2.49) 改写如下

$$E = K_s \sin^2 \theta - M_s H_{\parallel} \cos \theta + M_s H_{\perp} \sin \theta$$

由于 $\partial E / \partial \theta = 0$, 可得

$$H_K \sin \theta \cos \theta + H_{\parallel} \sin \theta + H_{\perp} \cos \theta = 0$$

又由于 $\partial^2 E / \partial \theta^2 = 0$, 可得

$$H_K (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) + H_{\parallel} \cos \theta - H_{\perp} \sin \theta = 0$$

将第 1 式乘 $\sin \theta$, 第 2 式乘 $\cos \theta$, 然后相加即可得到 $H_{\parallel} = H_K \cos^3 \theta$, 同样方法可得 $H_{\perp} = H_K \sin^3 \theta$, 最后可求出式 (2.51)。

[8] 由于在 H 减少和增加时, 相对应的 M 之差等于 $\eta (H_{\perp}^2 - H_{\parallel}^2)$, 所以可得

① SI 单位制即国际单位制、公制; cgs 单位制即厘米—克—秒单位制。——译注

$$W_h = f \oint H dM = f \int_{H_m}^{H_m} \eta (H_m^2 - H^2) dH = \frac{4}{3} f \eta H_m^3$$

$\tan \delta$ 的计算过程比较长, 所以仅说明其方法并给出结果。将 H 写成 $H = H_m \sin \omega t$, 将 M 表达式展开为傅里叶级数, 这个展开式系数的计算比较麻烦, 下面给出其结果为

$$M = (x_s + \eta H_m) H_m \sin \omega t - \frac{4}{3\pi} \eta H_m^2 \cos \omega t - \frac{4}{15\pi} \eta H_m^2 \cos 3\omega t + \dots$$

所以可求出

$$\tan \delta = \left(\frac{4}{3\pi} \eta H_m^2 \right) / (x_s + \eta H_m) H_m = \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{\eta H_m}{(x_s + \eta H_m)}$$

另外从 M 的式子中看出, 它产生了三次谐波。

[9] 根据式 (2.62) 可得

$$|r| = 2.2 \times 10^5 \text{ m/A} \cdot \text{s} = 1.76 \times 10^7 \text{ [1/Oe} \cdot \text{s)]}$$

根据式 (2.74) 可得

$$\mu_m = \frac{4|r|}{\pi} = 0.11 \text{ m}^2/\text{A} \cdot \text{s} = 880 \text{ cm/Oe} \cdot \text{s}$$

根据式 (2.86) 可得

$$V = 16.4 \text{ m/s} = 16.4 \times 10^2 \text{ cm/s}$$

起动临界磁场为 $800 \text{ A/m} = 10 \text{ Oe}$, 临界速度为 $88 \text{ m/s} = 8.8 \times 10^2 \text{ m/s}$ 。

[10]~[12] 参考本书

有关章节

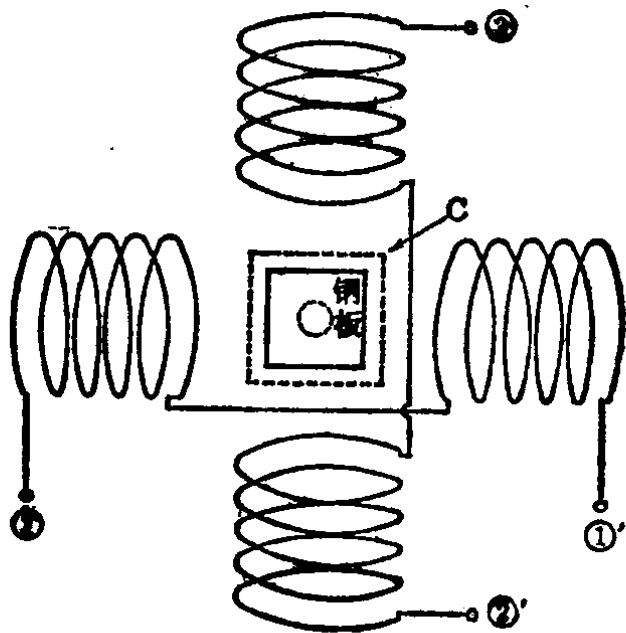
第三章

[2] 如解图 1 所示,

在空间互相垂直的 2 组励磁线圈中通以正弦电流, 如果分别调整它们的振幅和相位, 可以在空间 C 中获得任意的长短轴之比和大小的椭圆旋转磁场。在这空间如果放置一块方形钢板, 则在钢板中央产生椭圆旋转磁通。

这部分的铁损可以根据温度

上升率的测量结果加以推算。利用这一原理来对旋转磁通的铁损进行测



解图 1 习题 [2] 解答用原理图

量, 仍然还有许多问题, 请读者自己加以探讨。

$$[4] \quad 5(1+x)\mu_B$$

[5] $k = \infty$ 时, $N_d = 1/2$, $N_l = 0$ 。利用这个关系, $M H_c \approx 4 \times 10^5$ A/m。 $k = 5$ 时同样求出 N_d 和 N_l , 用这些关系可求出 $M H_c \approx 3.3 \times 10^5$ A/m。 $k = 1$ 时, $N_d = N_l = 1/3$, 这种形状得不到 $M H_c$ 。

[6] 在图 2.23 中 $\varphi = 0$ 的磁化过程。

$$H_c = 1.6 \times 10^5 \text{ A/m} \quad (B \cdot H)_{\max} = 8000 \text{ J/m}^3$$

$$[7] \quad \text{最小的 } V_m = (\mu_0 H_c^2 V_c) / (B \cdot H)_{\max}$$

若将各自的数值代入可得 $V_m \approx 10^{-8} \text{ m}^3$

第四章

[1]

(1) 根据电感的定义公式 (4.32) 可得

$$L = \frac{N^2}{R_m}$$

磁阻 R_m 为

$$R_m = \frac{l_m}{\mu A} + \frac{\delta}{\mu_0 A} \quad [\text{本书的式(4.33)}]$$

根据题意 $l_m/\delta \ll \mu/\mu_0$, 所以 $l_m/\mu \ll \delta/\mu_0$, 磁阻可近似写为

$$R_m = \frac{\delta}{\mu_0 A}$$

因此一次绕组的电感 L_1 为

$$L_1 = \frac{N_1^2}{R_m} = \frac{N_1^2 \mu_0 A}{\delta}$$

(2) 闭合开关瞬间, 由于磁心中的磁通 Φ 的数值为零, 所以安匝数相等的原则完全成立。

$$i_1 N_1 = i_2 N_2 \quad (4A.1)$$

而二次侧的电压为

$$v_2 = i_2 R_2$$

一次侧的电压为

$$v_1 = \frac{N_1}{N_2} v_2 = \frac{N_1}{N_2} R_2 i_2$$

根据克希霍夫定律, 一次侧的电压方程为

$$i_1 R_1 + i_2 R_2 \frac{N_1}{N_2} = V \quad (4A.2)$$

将式 (4A.1) 代入式 (4A.2) 中, 可得

$$i_1 R_1 + i_1 R_2 \left(\frac{N_1}{N_2} \right)^2 = V$$

因此

$$i_1 = \frac{V}{R_1 + R_2 (N_1/N_2)^2} \quad (4A.3)$$

所以

$$i_2 = \frac{N_1}{N_2} i_1 = \frac{(N_1/N_2) V}{R_1 + R_2 (N_1/N_2)^2} \quad (4A.4)$$

(3) 设 $R_2 = 0$, 则

$$i_1 = \frac{V}{R_1} \quad i_2 = \frac{V}{R_1} \cdot \frac{N_1}{N_2} \quad (4A.5)$$

〔2〕在变压器铁心中所产生的功率损耗有三部分, 即磁滞损耗 W_h 、涡流损耗 W_e 和异常涡流损耗 W_{ex} 。

磁滞损耗是交流变化 1 个周期中直流磁化特性磁滞回线面积所对应的损耗, 与频率 f 成比例。

涡流损耗 W_e 产生的原因是当构成磁心的磁性材料是电阻很低的金属片状材料 (硅钢片或坡莫合金片) 时, 当穿过片状磁性材料的磁通随时间发生变化, 就会在叠片中产生与磁通变化成比例的环境 (涡流), 这个环境会产生损耗。由于电功率损耗与 i^2 成正比, 而 i 与 $d\Phi/dt$ 成正比, 所以涡流损耗与频率的平方 f^2 成正比。

所谓异常涡流损耗 W_{ex} , 是由于畴壁的移动使磁芯材料中磁化强度发生变化, 若畴壁的数量较少时, 则为了产生同样的磁通变化而畴壁的移动速度就加剧, 从而产生局部性的比较大的涡流损耗。因此, 异常涡流损耗 W_{ex} 不能简单地用 f^n 的形式表示。对于不因畴壁移动而产生磁化强度变化的材料, 其 W_{ex} 为零, 畴壁数量较多的材料 W_{ex} 较小。

〔3〕如本书式 (4.25) 所示, 气隙中所产生的磁场能量的大小与 $B_M \cdot H_M$ 成正比。而磁铁的性能可以通过它在气隙中所能产生的磁场能量大小来反映, 所以用它的 $B \cdot H$ 乘积的最大值来表示。

〔4〕饱和电抗器的优点, 一般有以下几点

- (1) 控制安匝 $i_c N_c$ 和负载安匝 $i_L N_L$ 相等。
- (2) 因而具有恒流特性。
- (3) 功率损耗小, 因此适用于大功率场合。
- (4) 放大增益不太大, 但若时间常数可允许长一些的话, 可以得到

较大的增益。把功率增益 $\left[= \frac{R_L}{R_C} \left(\frac{i_2}{i_1} \right)^2 = \frac{R_L}{R_C} \left(\frac{N_C}{N_L} \right)^2 \right]$ 与时间常数

$T \left[= \frac{1}{4f} \cdot \frac{R_L}{R_C} \left(\frac{N_C}{N_L} \right)^2 \right]$ 之比叫做性能系数, 对于串联型性能系数为 $4f$ 。50Hz情况下为 200。也就是意味着, 在时间常数为 1 s 时, 功率增益为 200 倍。

(5) 限制磁化时的负载电流, 基本上是方波。

〔5〕如解图 2 所示, 设直流控制线圈为 1 圈, 负载线圈圈数为 N_1 , 则根据安匝数相等的原则

$$I_L = \frac{N_1}{N_2} I_1 = \frac{1}{N_2} I_1$$

若 N_2 较大, 则 I_L 就足够小, 用一般的电气测量仪表就可

测量。它具有许多明显的优点, 如可与一次母线绝缘进行测量, 比采用分流器来测量功率损耗要小得多等。

〔6〕材料因使用频率而异。

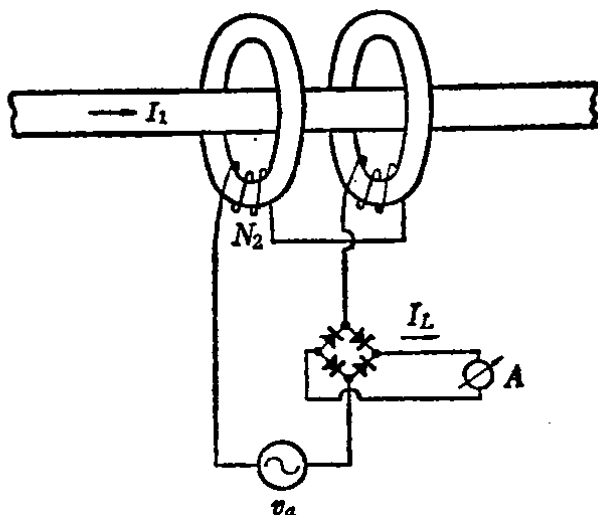
从工频到数百 Hz 左右, 功率较大的采用冷轧硅钢片, 中等功率 (100 W 以下) 采用 50%Ni-Fe 坡莫合金, 小功率 (数 W 以下) 采用 78%Ni 坡莫合金或镍铁铝超坡莫磁性合金。

频率从 1 ~ 数十 kHz, 采用厚度较薄但磁滞损耗较小的 78%Ni 坡莫合金。

100kHz 以上者, 一般采用铁氧体较好。

〔7〕一般对磁芯若进行大幅度地励磁, 它的磁化特性是对原点对称的 (奇函数)。因而设磁通为正弦波时, 在励磁电流中就不包含有任何偶次项的高次谐波〔参看本书式 (4.93)〕。可是, 即使稍微加上直流磁场, 如本书式 (4.95) 所示, 就会出现偶次项的高次谐波分量 (主要是二次谐波), 所以如果仅仅取出这个偶次谐波分量, 就可用来做为正交变换器使用。

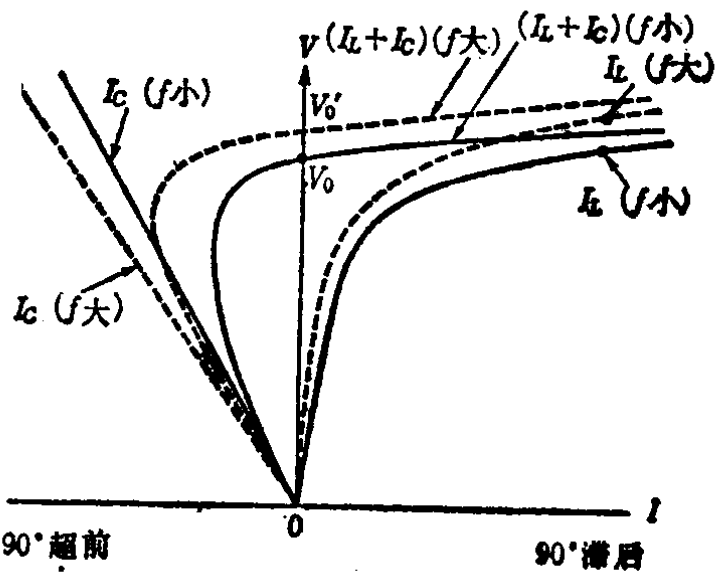
〔8〕电抗器是在磁芯上绕制线圈而构成, 它是一种电感, 线圈两端加上交流电压而产生电流, 其相位要滞后约 90° 。所以将电压与电流的瞬



解图 2

时值乘积在一个周期中进行积分，结果差不多为零，不消耗功率。而非线性电阻，其电压与电流同相，所以电压与电流的乘积的积分值相当大，电功率损耗就很大。因此，磁倍频器的效率比用非线性电阻所构成的倍频器要好得多。

利用磁化特性的非线性而产生的高次谐波分量，高次谐波的阶数越高，分量所占的比例就越小。在磁倍频器中，因为它是仅仅取出高次谐波分量的装置，所以倍频的倍数越高，如果不相应增大交流励磁，则输出越小，因而效率很低。



解图 3

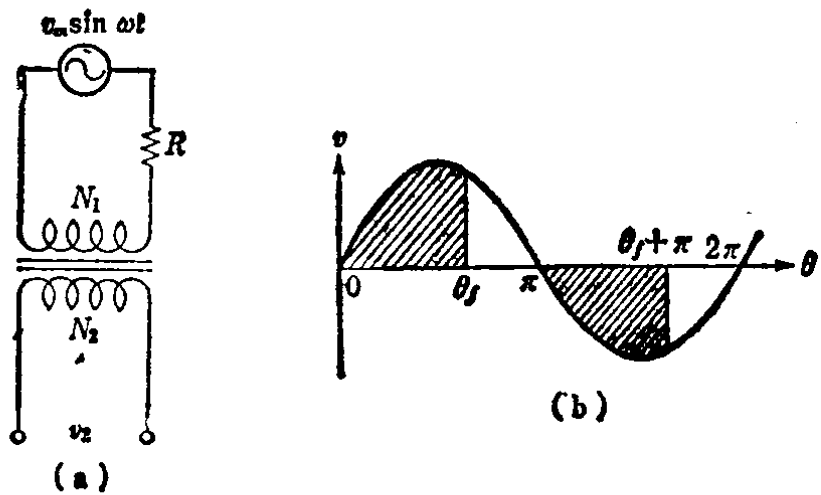
〔9〕 如解图 3 所示，在由饱和电抗器和电容器所构成的并联谐振电路中，电抗器的电流 i_L 和电容器的电流 i_C 相对于电压 V 来说分别滞后 90° 和超前 90° ，两者之和如图所承是一条与纵轴交于 V_0 点的曲线。如果电源频率增加，则 $V - i_L$ 曲线和 $V - i_C$ 曲线分别变为虚线所示的曲线，而 $(i_L + i_C)$ 曲线与纵轴的交点也从 V_0 上升至 V'_0 。这个 $(i_L + i_C)$ 曲线与纵轴的交点表示这个并联谐振电路没有进行电压补偿的电压，也就是说表示稳压装置的给定值，所以随着频率的上升输出电压也上升。

〔10〕 首先在发送端，使用磁耦合多谐振荡器可以得到与直流电压成正比的频率信号（参看图 4.43）。这是因为直流电源电压越高，耦合变压器的磁芯内的磁通变化越快，就能以较短时间产生饱和，因此振荡波形的极性翻转加快。

在接收端，采用解图 4(a) 所承的饱和变压器，将其输出经过整流，取其平均值即可。下面稍微详细地分析一下工作原理。

在饱和变压器的二次绕组上，根据法拉弟电磁感应定律要产生感应电动势，其大小为 $N_2(d\Phi/dt)$ ，而 $d\Phi/dt$ 是由加在一次绕组上的电压 $v_1 = v_m \sin \omega t$ 而产生的，所以

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{v_m}{N_1} \sin \omega t$$



解图 4

因此，二次绕组的输出电压为 $(N_2/N_1)v_m \sin \omega t$ ，但是由于磁通出现饱和，如解图 4 (b) 所示，仅仅为初级电压的一部分（斜线部分）产生感应电势。用公式表示如下

$$\int_{-\Phi_s}^{\Phi_s} d\Phi = 2\Phi_s = \frac{v_m}{N_1 \omega} \int_0^{\theta_f} \sin \theta d\theta = \frac{v_m}{N_1 \omega} (1 - \cos \theta_f)$$

则二次绕组的输出电压 v_2 的整流平均值 \bar{v}_2 为

$$\bar{v}_2 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\theta_f} \frac{N_2}{N_1} v_m \sin \theta d\theta = \frac{N_2 v_m}{\pi N_1} (1 - \cos \theta_f)$$
$$\therefore \bar{v}_2 = \frac{2\omega \Phi_s N_2}{\pi} = 4f \Phi_s N_2 \tag{4A.6}$$

由上式可见， \bar{v}_2 与频率 f 成正比。而式 (4A.6) 的关系与电压的波形无关。

第五章

〔1〕 减小环形磁芯的外径有下列一些优点

- (1) 存储器装置的位密度增加，同样容量的存储器装置可以小形化；
 - (2) 从式 (5.2) 可知，磁芯翻转速度 t_s 正比于磁心的 外径 r ，所以减小尺寸可以提高存储器的工作速度，有可能成为高速存储器；
 - (3) 磁心的驱动磁场 $H = I/2\pi r$ 是由磁芯的材料决定的，所以为减少驱动电流就必须减小半径 r 。因此磁芯外径减小可以减小驱动电功率。
- 但是减小磁芯外径，也会出现下列的缺点

- (1) 穿线困难；

(2) 容易破碎损坏。

[2] 请参看图 5.4。这个图有 $4 \times 4 = 16$ 个地址，由 4 块磁芯矩阵组成。该图满足题目要求。

[3]

- (1) 磁头的缝隙要窄；
- (2) 磁头与磁带之间的间隙要小；
- (3) 磁带的磁性层要薄；
- (4) 如果可能，采用垂直磁化膜的磁带。

[4] 磁盘的优点有：

- (1) 同样体积情况下记录面积较大；
- (2) 通过增加磁头可以提高读取速度；
- (3) 磁盘可以更换；
- (4) 可以选择不同种类的磁盘以适应不同的容量、成本和速度等要求。

磁鼓的转速较快，用于固定式存储装置。但它的灵活性不及磁盘。

[5] MnBi 的居里温度为 360°C ，在 450°C 时它的膜要被破坏，所以必须要控制受热大小，而且突然冷却会引起相转移，变成高温相而不稳定。另外，在读取时粒子将成为噪声的原因。

稀土类·过渡金属非晶膜，由于其补偿温度较低，所以写入功率较小而噪声也较少，但是制作方法尚未完全成熟。

第六章

$$[1] \quad l = \frac{\sigma_w}{4\pi M_s^2} = \frac{0.35}{6930} = 5.05 \times 10^{-6} \text{cm} = 0.505 \quad \mu\text{m}$$

根据西尔理论，最佳膜厚为

$$h = 4l = 2.02 \quad \mu\text{m}$$

磁泡直径为

$$d = 8l = 4.04 \quad \mu\text{m}$$

[2] 省略

[3] 参看本书

[4] 参看本书

[5] 因为在 T 字的当中交叉部分磁极分散，磁泡难以处于稳定位置。

[6] 当左边 A、B 两端有磁泡输入时，在中间排斥部分双方互相排

斥, 因此在右边的上、下两端出现磁泡。所以是 $A \cdot B$ 的输出。当 A 、 B 中任一端有输入时, 排斥作用就不存在, 所以从当中的一端有磁泡输出。因此是 $A \oplus B$ 的输出。

〔7〕 磁泡畴的直径 d 的两端, 其垂直磁场之差 δ_H 为

$$\delta_H = \frac{1.6 I_P d}{l^2} \quad (6.1)$$

因此, 根据式 (2.86) 磁泡畴的速度 V 为

$$V = \frac{\mu_W}{2} \left(\delta_H - \frac{8^*}{\pi} H_c \right) \quad (6.2)$$

所以, 假设在脉冲宽度 τ [s] 时间内磁泡畴移动了 Δx , 则 Δx 为

$$\Delta x = V \tau = \frac{7}{2} \mu_W \left(\delta_H - \frac{8}{\pi} H_c \right) \quad (6.3)$$

这样可得

$$\mu_W = \frac{2 \Delta x}{\tau \{ \delta_H - (8/\pi) H_c \}} \quad (6.4)$$

第七章

〔1〕 参看 § 7-1 的一。

〔2〕 参看 § 7-1 的二, 1。

〔3〕 参看 § 7-2 的二, 1。

〔4〕 参看表 7.2。